

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE CAEN

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Oleg YADOFF

Ingénieur Docteur

1^{re} THÈSE. — Étude sur l'enlèvement des charges électriques au moyen
d'un jet d'air intense et sur les conditions physiques
existant dans les courants gazeux.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ :
La Production des hautes tensions.

Soutenues le juillet 1939, devant la Commission d'examens.

MM. Auguste BLANC , *Président.*
Ludovic ZORETTI } *Examineurs.*
Pierre LE ROUX }

PARIS

HERMANN & C^{ie}, ÉDITEURS

6, rue de la Sorbonne

1939

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE CAEN

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Oleg YADOFF

Ingénieur-Docteur

1^{re} THÈSE. — Étude sur l'enlèvement des charges électriques au moyen
d'un jet d'air intense et sur les conditions physiques
existant dans les courants gazeux.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ :
La Production des hautes tensions.

Soutenues le juillet 1939, devant la Commission d'examens.

MM. Auguste BLANC , *Président.*

Ludovic ZORETTI }
Pierre LE ROUX } *Examineurs.*

PARIS

HERMANN & C^{ie}, ÉDITEURS

6, rue de la Sorbonne

1939

Faculté des Sciences de l'Université de Caen

MM.

Doyen..... BLANC, Professeur.
Assesseur ZORETTI, Professeur.
Doyen Honoraire..... BIGOT, Correspondant de l'Institut.
Professeur Honoraire. MAURAIN, Membre de l'Institut, Doyen de la
la Faculté des Sciences de Paris.

Professeurs { ZORETTI, Mécanique générale.
BLANC, Physique et Minéralogie.
MERCIER, Zoologie et physiologie animale.
CHAUVENET, Chimie générale.
JANET, Calcul différentiel et intégral.
MOREAU, Botanique.
DANGEARD, Géologie et paléontologie.
AUDIGÉ, Zoologie.
BOUYGUES, Botanique.

Maîtres de Conférences { LE ROUX, Physique.
M^{me} DEMASSIEUX, Chimie.
Secrétaire..... ROUX.



*La Faculté n'entend donner aucune approbation ou improbation
aux opinions émises dans les thèses ; ces opinions doivent être
considérées comme propres à leurs auteurs.*

A MA FEMME



Digitized by the Internet Archive
in 2026

ÉTUDE SUR L'ENLÈVEMENT DES CHARGES ÉLECTRIQUES AU MOYEN D'UN JET D'AIR INTENSE ET SUR LES CONDITIONS PHYSIQUES EXISTANT DANS LES COURANTS GAZEUX

PRÉAMBULE

LA présente étude est en quelque sorte un rapport succinct de notre recherche sur les possibilités de l'arrachement mécanique des charges électriques au moyen d'un jet d'air très intense et, indirectement, sur les conditions physiques existant dans la zone superficielle d'un conducteur électrisé lorsqu'il est placé dans un fluide en repos et ensuite dans un courant gazeux animé de très grande vitesse. Nous avons donc cherché à élucider la relation physique qui pourrait exister entre une charge électrique complètement isolée et une action mécanique que cette charge subit de la part d'un jet d'air qui la frappe.

D'après une série d'expériences, répétées dans des conditions différentes, nous avons pu montrer qu'il existe, en effet, une différence nette entre une décharge libre dans l'air stagnant et une décharge dans le courant d'air. Les résultats de ces expériences nous ont conduit à conclure que cette influence du courant d'air n'est pratiquement appréciable qu'à partir d'une certaine vitesse limite, supérieure à la vitesse du son ; au-dessous de cette vitesse limite, l'action du courant d'air est décelable, mais elle est relativement insignifiante.

Aucun renseignement n'a pas été trouvé à ce sujet dans la littérature et nous sommes en légitime droit de croire avoir observé un phénomène physique nouveau. Ouvrant des horizons nouveaux aux diverses applications, ce phénomène dégage en même temps le champ aux nouvelles nombreuses investigations, intéressantes à entreprendre dans le dessein de préciser

notre connaissance sur la décharge électrique dans un milieu gazeux.

La première partie de la présente publication est, par conséquent, consacrée à une étude purement expérimentale.

Il nous a paru ensuite loisible de construire une impage d'interprétation physique de ces phénomènes observés. Aussi, la seconde partie de notre étude consiste dans une recherche théorique. Guidé à donner à cette relation électro-aérienne une justification logique, — une structure réelle des éléments perceptibles par nos sens —, nous sommes parvenu à une réponse simple qui consiste à admettre que les chocs ou les impulsions répétés des molécules d'air sur un corps électrisé aient pour effet un enlèvement mécanique des charges ; l'obtention des charges électriques dans l'air de dispersion du côté aval est à l'appui de cette supposition. L'hypothèse la plus simple qui permettrait de donner une explication physique, sans y faire intervenir des objets cachés ou des structures secrètes, et qui nous paraît être très commode aux applications pratiques, serait d'imaginer un film superficiel de structure électro-aérienne, en quelque sorte, matérialisé. Avec un tel concept, décrit en détail dans la présente étude, nous pouvons logiquement admettre qu'une molécule-projectile, étant de même ordre de grandeur géométrique que la molécule ionique de la couche superficielle, acquiert une énergie cinétique suffisante pour surmonter les forces coulombiennes qui fixent les molécules ioniques et parvient à arracher sur cette superficie une ou plusieurs molécules qu'y ont été fixées.

Cette hypothèse ne contredit nullement à la théorie classique de la décharge électrique dans un milieu gazeux où l'ionisation par chocs intervient, mais bien au contraire, elle la complète en précisant quelques points qui restent encore obscurs.

La troisième partie apporte un complément théorique aux considérations précédentes. En nous basant sur cette hypothèse des couches superficielles électro-aériennes, nous avons mis en équations mathématiques les différentes relations qui doivent alors exister et avons donné l'expression qui conditionne la possibilité de l'arrachement.

Enfin, dans le dernier paragraphe nous donnons, à l'appui de notre hypothèse, quelques autres confirmations expérimentales de l'existence de telles couches pelliculaires.

Qu'il nous soit permis de porter à la connaissance du lecteur toute notre haute gratitude, la plus respectueuse, que nous devons à notre très cher Maître regretté M. André BLONDEL pour l'intérêt qu'il a porté à notre travail et pour ses inestimables conseils et encouragements.

Nous remercions très vivement notre cher Maître M. Eugène DARMOIS, Professeur à la Sorbonne, qui depuis bien longtemps a su, si cordialement et inlassablement, assumer la direction de nos recherches en électricité. Nous nous plaisons de lui associer le nom de M. le Doyen Auguste BLANC pour l'attention et l'intérêt qu'il a bien voulu porter à la présente étude.

Nous prions aussi M. Henri VILLAT, Membre de l'Institut, de lire ici l'expression de toute notre gratitude et de toute notre reconnaissance la plus respectueuse pour son si précieux soutien.

Il nous est impossible d'oublier les noms de nos chers Maîtres M. Louis BARBILLION, Professeur à l'Université de Grenoble, et de M. Léon EYROLLES, Directeur de l'Ecole spéciale des Travaux publics, pour leur bonne collaboration toujours si amicale, si large et si utile ; nous leur renouvelons respectueusement l'assurance de toute notre gratitude.

Il nous reste également à présenter l'expression de nos remerciements les plus sincères à MM. les Professeurs Ludovic ZORETTI et Pierre LE ROUX pour l'amabilité avec laquelle ils ont bien voulu intervenir afin d'accepter de faire partie des Membres du Jury de cette thèse.

Enfin, que notre collègue M. l'Ingénieur V. PLATOFF trouve ici tous mes remerciements pour sa loyale et si dévouée assistance à mes recherches expérimentales.

O. YADOFF.

CHAPITRE PREMIER

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE

Définition du problème.

Le problème que nous nous sommes proposé de résoudre peut être ainsi formulé : existe-t-il une relation quelconque entre une charge électrique complètement isolée et une action d'air agissant mécaniquement sur cette charge ? En d'autres termes, nous nous sommes demandé si un choc ou une impulsion répétées des molécules d'air animées de grandes vitesses sur une pièce conductrice chargée d'électricité aurait un certain effet sur l'état de charge de cette pièce ? Dans son ensemble le problème doit être étudié sous l'angle commun électro-aérodynamique.

Dans ce but nous avons réalisé une série d'expériences qui nous permettent de conclure aujourd'hui que nos prévisions intuitives, de la possibilité d'existence d'une relation directe électro-aérienne, se justifient expérimentalement dans des limites très larges. Dans une note récente que notre vénéré et très regretté Maître André BLONDEL avait bien voulu présenter à l'Académie des Sciences (1), nous avons donné les premiers résultats expérimentaux interprétant succinctement les phénomènes des décharges accélérées sous l'action d'un jet d'air intense d'une petite sphère conductrice ; cette sphère étant préalablement électrisée positivement ou négativement. Ces expériences conduisent à admettre que l'influence du jet d'air sur la décharge de cette pièce n'est pratiquement appréciable

(1) Comptes rendus des Séances de l'Académie des Sciences, t. 206, p. 510, séance du 14 fév. 1938 ; un pli cacheté portant le même titre fut déposé à l'Académie des Sciences en la séance du 24 mai 1937 et enregistré sous le n° 11288.

qu'à partir d'une certaine vitesse, d'ordre hypersonique, supérieure à une certaine valeur limite.

Organisation des expériences.

A cet effet nous avons envisagé une expérience dont les éléments essentiels sont : une sphère métallique chargée d'électricité de signe quelconque et une tuyère aérodynamique capable de produire les vitesses supersoniques du jet d'air qui en

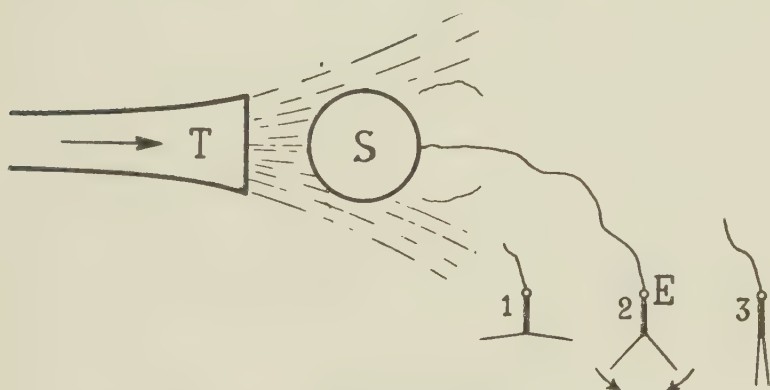


FIG. 1. — Représentation schématique de l'expérience.

S, sphère conductrice chargée électrostatiquement ;
T, tuyère à profil aérodynamique ;
E, électroscope : 1. position initiale ; 2. position au cours de l'expérience ;
3. position finale.

sort. La figure 1 représente schématiquement le principe de cette expérience. Dans le cas cité en exemple à l'Académie des Sciences, la sphère était en laiton de 35 mm de diamètre et était placée à une distance de 10 mm. dans l'axe de la tuyère, également en laiton, celle-ci ayant 25 mm. de diamètre pour l'orifice de sortie.

D'après une série d'expériences répétées nous avons constaté que c'est à partir d'une vitesse sensiblement égale à $m : s$ que les décharges accélérées deviennent pratiquement appréciables ; nous avons constaté ensuite que c'est la vitesse moyenne de 410 $m : s$ qui semble déterminer le commencement des décharges rapides. Cette expérience fut réalisée dans de l'air sec et à la

pression atmosphérique normale ; l'état hygrométrique ou le rapport de la masse de vapeur d'eau contenue dans un mètre cube d'air à celle que contiendrait à la même température, s'il était saturé, cet air fut en pour cent égal à 40 ($m : M = 40.$) Nous décrirons plus loin les précautions spéciales prises lors des expériences pour assurer une garantie suffisante du filtrage de l'air. Ainsi nous avons pu considérer l'air projeté sur la sphère comme physiquement pur (désséché et dépourvu de toutes traces d'impuretés) à un haut degré de précision.

Le contrôle de la décharge électrique fut réalisé au moyen d'électroscopes à feuilles d'or d'électromètres système CURIE-

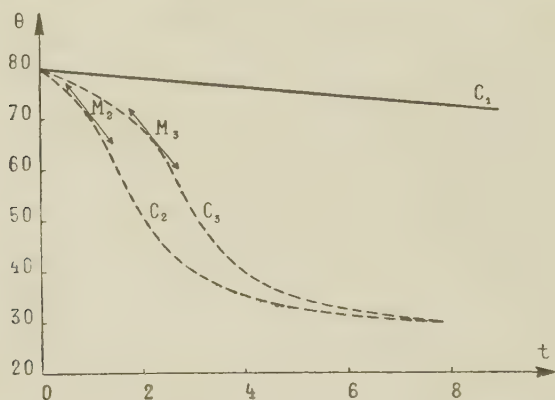


FIG. 2. — Courbes caractéristiques de décharge.

C_1 , décharge sans action du courant d'air ;

C_2 , décharge influencée par le courant d'air ;

C_3 , décharge précédente déformée par le déplacement vertical de la sphère ;

θ , sont les déviations de l'électroscope ;

t , temps en minutes.

DANNE. Ces appareils furent connectés à la sphère d'essai et placés à une distance suffisante pour permettre d'éliminer d'emblée l'influence électrostatique mutuelle. De cette façon on a pu contrôler à chaque instant les décharges en fonction du temps de la sphère préalablement électrisée au moyen d'une génératrice électrostatique.

Avec l'installation que nous venons de décrire et avec un état hygrométrique égal à 40 %, une température du milieu ambiant égale à 20° C. nous avons constaté que la décharge libre de la sphère était très lente et qu'il fallait attendre 32 minutes pour

que les feuilles de l'électroscope, se rapprochant peu à peu, décrivent un angle de 100° . Sous l'influence du jet d'air (vitesse de 410 m : s), cette décharge fut accomplie en 7 minutes seulement, elle est donc 4,5 fois plus rapide. Le même phénomène fut observé aussi bien pour les charges positives que négatives.

Tracé des courbes représentatives.

Il est donc possible pour une pression quelconque déterminée dans le réservoir et pour un état hygrométrique évalué à une certaine température maintenue constante, de tracer une courbe représentative de la décharge accélérée provoquée par un jet d'air, et une autre courbe donnant, dans la même ambiance, la décharge à air libre, c'est-à-dire en absence de cout décharge accélérée provoquée par un jet d'air, et une autre courbe donnant, dans la même ambiance, la décharge à air libre, c'est-à-dire en absence de courant d'air. La figure 2 représente une courbe C_1 tracée en fonction du temps, pour la décharge libre de la sphère, et une courbe C_2 obtenue lors de

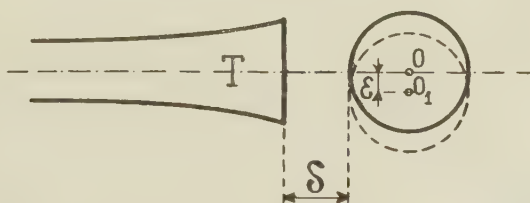


FIG. 3.

Représentation schématique de l'expérience lorsque la sphère est désaxée suivant la verticale.

l'action continue du jet d'air projeté sur la sphère ci-dessus mentionnée sous pression de 3 kg/cm^2 ; cette sphère fut distante de 10 mm. par rapport au centre de la buse (voir fig. 3). L'état hygrométrique du milieu ambiant fut enregistré comme étant égal à 30 pour cent et ceci à la température de 20° C .

En désignant par θ l'angle géométrique que décrivent les feuilles de l'électromètre on peut évaluer la différence entre les deux caractéristiques respectives ; cette différence prise dans un intervalle de temps quelconque t représente la quantité d'élec-

tricité qui semble être arrachée à la sphère par le jet d'air agissant pendant cette durée de temps.

La courbe C_3 est relative à un relevé lorsque la sphère S fut légèrement désaxée, environ de 2 mm. vers le bas (position tracée en pointillé, fig. 3).

Ce diagramme donne au début un certain retard, de un tiers environ, de la décharge de la tuyère désaxée par rapport à celle qui est placée dans l'axe. Mais c'est déjà pour le temps $t = 7$ minutes 30 que les deux courbes se confondent et prennent très sensiblement la même position. Sur ces courbes nous relevons nettement deux points d'inflexion, M_1 et M_2 situés non loin du départ. De telles incurvations nous semblaient interpréter que l'enlèvement de la charge dans cette zone était gêné

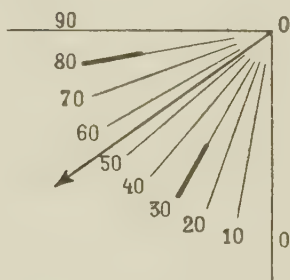


FIG. 4.

Représentation schématique
de la graduation de l'électroscope.

par des tendances à un phénomène contraire. Les expériences suivantes nous ont permis d'attribuer ce retard tout simplement à une certaine inertie électrique de l'électroscope.

Une position oblique des feuilles de l'électroscope permet l'élimination complète de telles incurvations, comme le montrent les courbes caractéristiques suivantes. Par exemple partant de la position oblique définie à 80° (voir fig. 4), nous avons pu obtenir les courbes à une seule courbure tournée toujours vers le haut et dont l'allure générale ressemble à une fonction exponentielle simple. La figure 5 représente une courbe C_1 tracée à la température de 20°C. et pour un état hygrométrique égal à 48 pour cent.

Dans de telles conditions atmosphériques la décharge à air

libre (sans courant d'air), pour un temps de 10 minutes, était presque la moitié de la charge totale. En même temps dans les mêmes conditions atmosphériques les courbes C_2 et C_3 donnaient respectivement, pour l'électrisation positive et négative, les variations de la décharge sous l'action d'un jet d'air projeté sur la sphère sous pression de 2 kg/cm^2 . Dans ce cas la proportion

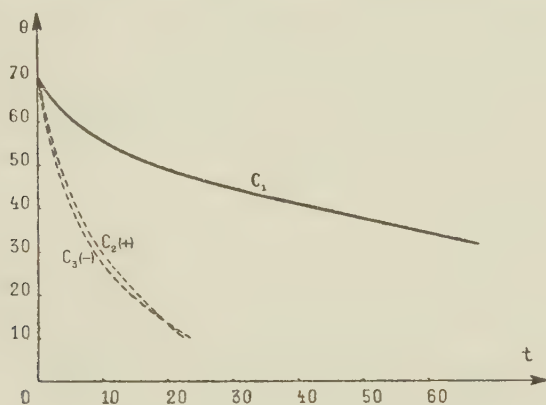


FIG. 5. — Courbes caractéristiques de décharge.

C_1 , relevé relatif à la décharge libre sans action d'air ;
 C_2 et C_3 , relevés sous action d'air, respectivement pour des charges positive et négative ;
 θ , sont les déviations de l'électroscope ;
 t , valeurs du temps mesurées en minutes.

de l'accélération de la décharge lorsque l'électroscope décrit l'angle de référence paraît être encore 1 : 4,5 en faveur de la décharge sous l'action d'air.

Le diagramme de la figure 6 donne une famille des courbes de comparaison tracées pour la température ambiante de 20° C. et pour différents régimes hygrométriques. La pression fut fixée à $2,6 \text{ kg/cm}^2$. La légende associée à ce diagramme donne tous les renseignements nécessaires pour la comparaison. Il en résulte pour ce dernier diagramme tracé plutôt pour les grands rapports d'état hygrométrique ($m : M$ 55-60-70-80 %) que la différence entre la décharge à air libre et celle influencée par le jet d'air diminue et varie alors de 1 : 4,5 à 1 : 2,5. Inversement avec la diminution du rapport de l'état hygrométrique cette différence augmente très appréciablement.

Nous croyons intéressant de signaler une expérience du 3 juil-

let 1937 enregistrée lors des conditions atmosphériques particulièrement favorables [$m : M = 12,5$; $t = 20^{\circ} \text{C.}$; $p = 760 \text{ mm.}$ (pression atmosphérique)]. Placée à la distance de 30 mm. par rapport à la section de sortie de la tuyère, la sphère déjà men-

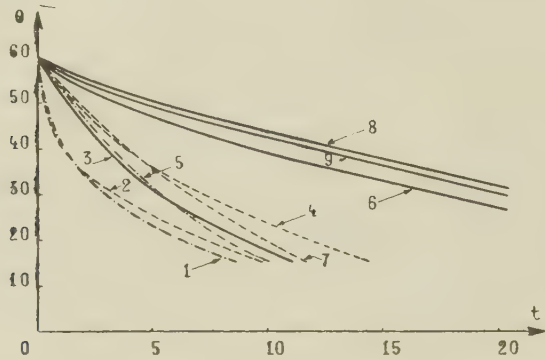


FIG. 6. — Un faisceau des courbes expérimentales.

Sphère d'expérience : 35 mm. de diamètre.

- 1, caractéristique de décharge sous l'action d'un jet d'air de 2,6 kg. : cm. ; la sphère étant chargée positivement ;
- 2, caractéristique de décharge relevée dans les mêmes conditions pour la charge négative de la sphère ; dans les deux cas état hygrométrique étant 0,80.
- 3, caractéristique de comparaison de la décharge à air libre rempli de vapeurs ;
- 4, caractéristique de décharge sous l'action d'un jet d'air de 2,5 kg. : cm. ; la sphère étant chargée négativement ;
- 5, caractéristique de décharge relative à 2,5 kg. : cm. et à la charge positive de la sphère ;
- 7, caractéristique tracée dans les mêmes conditions, mais pour la charge négative ;
- 6, 8 et 9, sont caractéristiques de décharges à air libre pour les états hygrométriques 0,80, 0,70 et 0,65.

tionnée de 35 mm. de diamètre n'a donné aucune indication pratique à la décharge dans l'air libre ; 0,5 de déviation de l'électroscope, à peine perceptible, pendant 20 minutes d'observation. Par contre, soumise à l'action d'air la frappant sous pression de 3 kg/cm² cette même sphère se dédésélectrisait, pour des charges positives et négatives, en 2 min. 50 sec. ; cette désélectrisation était enregistrée par l'électroscope qui décrivait un angle de 90°.

Expériences en conduite fermée.

Nous avons également réalisé une série d'expériences de même nature, mais en conduite fermée. Une pièce pisciforme en laiton était placée dans un tube isolant à haut pouvoir diélectrique (tube en papier imprégné de résines synthétiques, de 50 mm. de diamètre et de 10 mm. d'épaisseur). La disposition interne de cette pièce était telle que les sections de passage de l'air autour de la pièce décroissaient progressivement à partir de la section normale du tube jusqu'à l'orifice de sortie. La

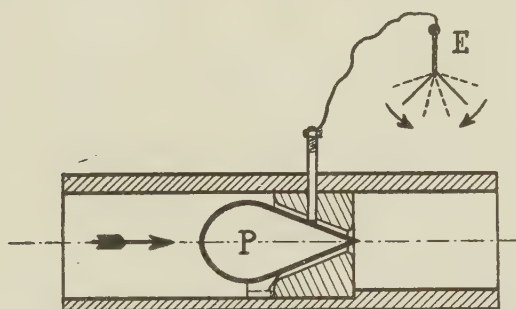


FIG. 7. — *Expérience en conduite fermée.*

P, pièce conductrice pisciforme ;

E, électroscope ;

la flèche indique le sens du courant d'air.

pointe de la pièce se trouvait dans la zone de la section plane de 8 mm. de diamètre. C'est dans cette zone que l'énergie cinétique des molécules d'air atteignait sa valeur optimum. Le dispositif de cette dernière installation est représenté schématiquement sur la figure 7.

Cette disposition fermée nous a permis d'aller facilement jusqu'à 5 même 6 kg/cm². Nous avons constaté dans ce cas qu'avec un état hygrométrique 60 pour cent la pièce se déchargeait normalement grâce au pouvoir électrostatique de la pointe ; les feuilles de l'électroscope décrivaient de 100° en 1 minute. Sous l'action du courant d'air la décharge était accélérée du simple au double ; les feuilles de l'électroscope décrivaient le même angle de 100° en 32 secondes. Avec un état hygrométrique 50 pour cent, la décharge à l'air libre était effectuée en 1 minute

45 secondes, tandis qu'avec le courant d'air elle était réduite à 55 secondes. Ces constatations ont été également observées aussi bien pour les charges positives que négatives.

Comme précédemment nous avons tracé une série de caractéristiques en portant sur les ordonnées les grandeurs géométriques de l'angle que décrivaient les feuilles de l'électroscope en fonction du temps porté en abscisses. Dans ce cas, comme en général dans le cas de décharges rapides, ces courbes caractéristiques, en principe d'allure exponentielle, deviennent très

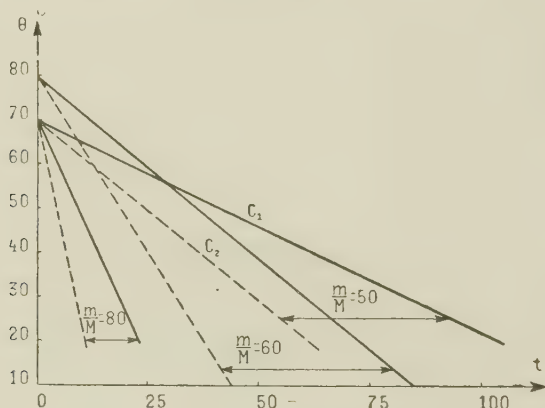


FIG. 8. — Caractéristiques de décharge de l'expérience en conduite fermée.

C_1 , décharge à air libre (courbes pleines) ;
 C_2 , décharge sous l'action du courant d'air (courbes pointillées).
 $m : M$, degré hygrométrique.

tendues et pratiquement avec une précision tout à fait suffisante peuvent être assimilées à des droites issues d'un point pris comme origine. La variation de la décharge peut alors être considérée comme proportionnelle au temps. Pratiquement la question se simplifie beaucoup car la détermination d'un régime se réduit à la détermination d'un seul point de fonctionnement ; le second point étant point de départ de l'électroscope porté sur l'axe des ordonnées. En modifiant à volonté l'état hygrométrique, pris comme paramètre variable, on peut tracer tout un réseau de droites qui peuvent nous renseigner alors, à chaque instant, sur un régime quelconque que nous désirerions connaître. La figure 8 représente trois régimes différents, respectivement pour 4,5 — 5 et 6 kg/cm² et $m : M = 50, 60$ et 80.

Les points de départ sont différents, l'un est dû à la position oblique $\theta = 80$, les autres correspondent à la position 70.

Il s'ensuit de ces diagrammes, qu'en général on peut admettre approximativement pour des pièces pisciformes placées en conduites fermées que l'accélération de la décharge se fait du simple au double ; d'autres nombreuses expériences semblent bien confirmer cette proportion de 1 : 2

MISE EN ORDRE DES RÉSULTATS.

Les expériences que nous venons de décrire indiquent déjà nettement l'accélération de la décharge d'une sphère et d'une pièce pisciforme dans un courant gazeux de grande vitesse.

Guidés par ces renseignements préliminaires nous avons réalisé ensuite une série d'expériences dont les conditions s'approchent davantage de conditions physiques posées aussi bien par les règles électriques que par les théories aérodynamiques.

Aussi, conformément à la théorie de SAINT-VENANT que nous avons supposée comme exactement applicable, nous avons réalisé six tuyères à profil variable ayant la section de sortie nécessaire pour abaisser la pression de P_o à la valeur P_a de la pression atmosphérique. Le paramètre réglable était la pression P_o dans le réservoir, autrement dit le rapport $P_o : P_a$. On peut le traduire aussi par la vitesse d'écoulement v qui en résulte en un point où la pression avait atteint isotropiquement la valeur P_a . Cette grandeur v représente avec une assez bonne approximation la vitesse du courant d'air qui frappe la sphère. C'est seulement la tuyère de $P_o : P_a = 2,3$, qui permet d'obtenir une courbe à allure assez caractéristique. Avec la tuyère de $P_o : P_a = 2,9$ (vitesse 455 m/s) la décharge, comparée pour un temps de 10 minutes, est quatre fois plus rapide, ce qui correspond sensiblement à nos observations précédentes. La figure 9 donne une famille de courbes caractéristiques de décharges progressives obtenues au moyen de tuyères ci-dessus spécifiées, avec les rapports $P_o : P_a$ indiqués sur chacune d'elles et qui s'étagent de la valeur 2 à 2,9.

Toutes ces caractéristiques sont tracées pour une sphère de 35 mm. de diamètre distante dans tous les cas de 10 mm. par

rapport au centre de la section de sortie des tuyères ; l'état hygrométrique du milieu ambiant fut maintenu constant à 30 pour cent environ ($t^{\circ} = 20^{\circ} \text{ C}$). Ces courbes nous donnent des résultats très nets et nous apportent des précisions sur la décharge électrique et des conditions existant dans le courant

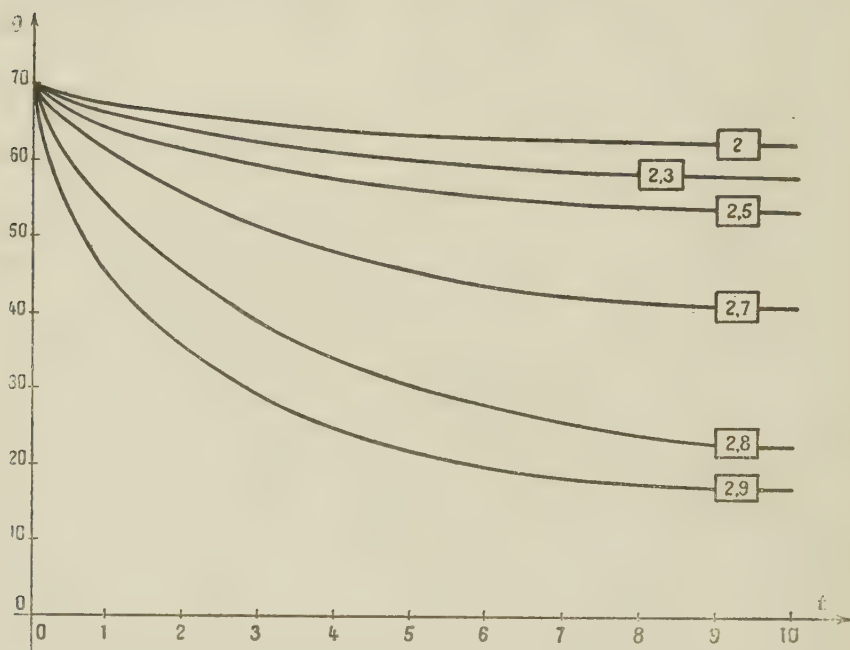


FIG 9. — Courbes caractéristiques des décharges en fonction du temps ; les chiffres encadrés représentent les valeurs du paramètre variable.

θ , décharges de l'électroscope (déviations de feuilles d'or) ;

t , temps mesuré en minutes ;

$P_o : P_a$, paramètre variable : rapport de la pression du réservoir sur la pression atmosphérique.

gazeux ; elles présentent tout à fait l'allure d'une exponentielle $y = a e^{-\alpha x}$ à laquelle nous avons déjà fait allusion plus haut. Le faisceau de ces courbes permet, par élimination du temps, de construire la courbe des décharges (évaluées en pour cent) fonction du rapport de pression $P_o : P_a$ (1).

(1) Oleg Yadoff. Sur la décharge électrique d'un conducteur par un courant d'air hypersonique ; Comptes Rendus des Séances de l'Académie des Sciences ; t. 208, n° 23, p. 1802, 1939.

Tracé des courbes représentatives mixtes.

Dans le dessein de mettre encore mieux en évidence la décharge accélérée sous l'action d'air, nous avons envisagé une expérience d'action par intermittence, c'est-à-dire par envoi répété du jet d'air sur la pièce électrisée. Référons-nous à ce sujet à la figure 10. Remarquons en passant un cas qui nous paraît être bien instructif : cette figure donne une caractéris-

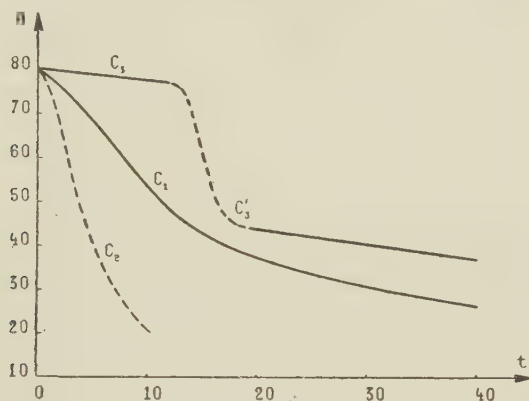


FIG. 10. — Courbes représentatives mixtes
système sphérique.

- C_1 , courbe de décharge à air libre très humide ;
- C_2 , courbe de décharge sans action d'air ;
- C_3 , (trait plein) décharge partielle dans l'air sec ;
- C'_3 , (trait pointillé) décharge sous l'action d'air ;

tique C_1 relevée lors d'une atmosphère très humide et deux caractéristiques C_2 et C_3 dont la première C_2 est relative à l'action d'air. La chute à la décharge de la courbe C_1 est assez marquée. Il était facile de remédier à cet état de choses en chassant l'air humide du Laboratoire au moyen de l'amenée d'une certaine quantité d'air sous pression ; les conditions s'amélioreraient progressivement et on a pu retrouver la décharge lente dans l'air libre (premier palier de la courbe C_3). Ainsi, sensiblement au bout de 12 minutes, on ne constate aucune baisse appréciable de l'électroscope, mais dès qu'on y dirige un jet d'air on observe immédiatement la convergence rapide de ses feuilles. La partie tombante C'_3 de cette courbe, tracée en poin-

tillé, représente alors la variation de la charge de la pièce électrisée pendant toute la durée de l'action de l'air. La courbe de la figure 11 est tracée par étage, successivement sans et avec action de l'air. Elle montre mieux que tout autre commentaire qu'il y a une différence nette entre ces deux états de décharge. Les caractéristiques ci-dessus concernent les décharges de systèmes sphères. Celle de la figure 11 sont relatives à une

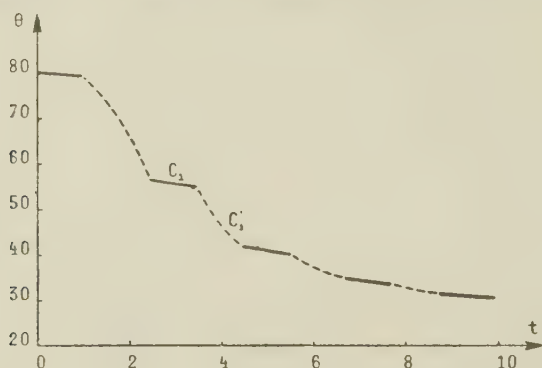


FIG. 11. — Courbe représentative de la décharge par étage.
Système sphérique.

C_1 , (trait fort), décharge à air libre ;

C_2 , (trait pointillé), décharge accélérée par l'action du courant d'air ;

expérience en conduite fermée ; la courbe C_1 représente la variation de l'échappement de l'électricité par la pointe de la pièce pisciforme sans l'intervention de l'air ; C_2 caractérise l'enlèvement de charge facilité par le courant d'air et, enfin, C_3 — C'_3 montrent la variation de la fonction lors des actions d'air par intermittence.

Interprétation résumée des résultats.

L'ensemble des expériences nous permet de construire une seule courbe caractéristique représentée sur la figure 13 donnant les variations en pour cent de la décharge en fonction du rapport de pression $P_o : P_a$ (de la pression de la tuyère sur la pression atmosphérique et de la vitesse v correspondante). Cette courbe rend la lecture très facile. On y remarque que la décharge, très lente pour les vitesses hypsoniques où la courbe

comporte une partie A-B à peu près rectiligne, ne commence à croître de façon notable que pour les valeurs de $P_o : P_a$ supérieures à 2,3 (vitesse correspondante 385 m : s). Après une

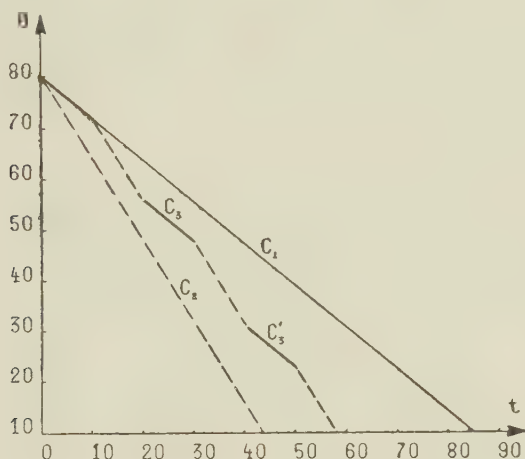


FIG. 12. — Caractéristiques mixtes. Système pisciforme.

C_1 , caractéristique de décharge dans l'air libre ;

C_2 , caractéristique de décharge sous l'action de l'air ;

C_3 et C'_3 , caractéristique mixte avec et sans action d'air.

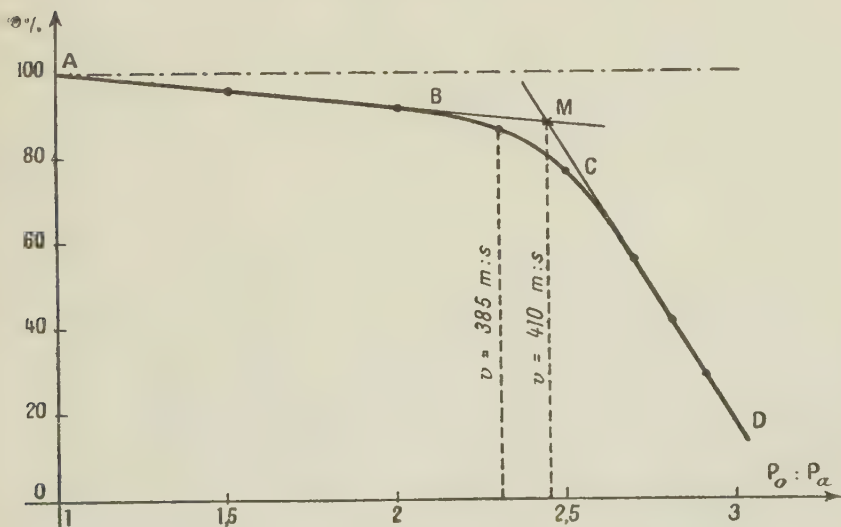


FIG. 13.

Caractéristique des déviations de l'électroscope, relevées en pour cent, en fonction du rapport de la pression du réservoir sur la pression atmosphérique.

région B-C à courbure accentuée, la courbe reprend une allure approximativement rectiligne dans la partie C-D, avec une pente beaucoup plus forte que celle A-B. Les portions A-B et C-D prolongées se coupent en un point M correspondant à $v = 410$ m : s et qui peut être considéré comme une limite entre les vitesses inférieures qui réalisent des décharges peu accentuées et les vitesses supérieures qui provoquent des décharges rapides.

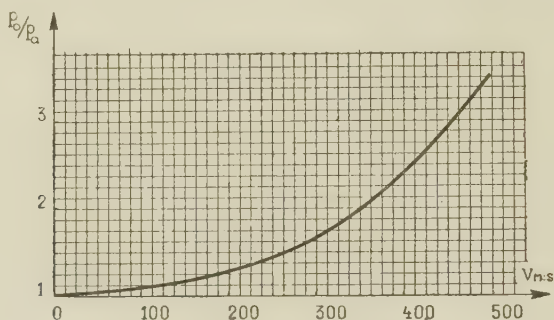


FIG. 14.

Courbe représentative des rapports de pression en fonction de la vitesse calculée au moyen de la relation de Saint-Venant.

Grâce à la relation de SAINT-VENANT on peut, partant de la courbe expérimentale de la figure 13, avoir la valeur de la vitesse sur la courbe calculée de la figure 14 et *vice-versa*, cette opération est tout à fait élémentaire et n'exige pas d'explication spéciale.

Procédé de mesures directes.

Nous avons essayé de mesurer directement la vitesse du jet d'air. Pour cela nous avons envisagé un dispositif spécial représenté schématiquement sur la figure 15. Il s'applique particulièrement bien aux jets hypersoniques dans lesquels le front est discontinu. Le principe de fonctionnement est très simple : on forme préalablement un circuit électrique alimenté par une source de courant continu S_c et comprenant en série deux fils identiques f_1 et f_2 , très minces et fragiles, en or par exemple, une forte résistance non inductive R et un rhéostat de mise au point Rh . Le point commun de ces deux fils est connecté à un

condensateur C dont le plateau est relié à l'autre pôle du circuit. La tension aux bornes du condensateur est contrôlée par un électromètre. A la fermeture du circuit un courant i s'établit dans la branche comprenant les deux fils f_1 et f_2 . Une différence de potentiel s'établit au point P en fonction de ce courant i

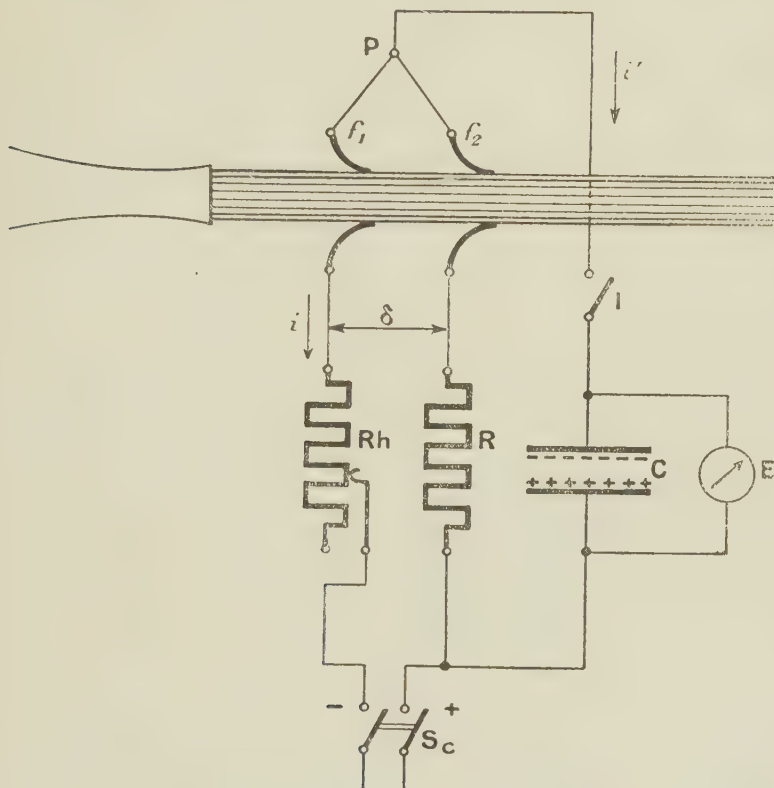


FIG. 15.

E , électromètre ; R , résistance fixe ;
 C , condensateur ; Rh , rhéostat ;
 f_1 , et f_2 , fils d'or ; I , interrupteur unipolaire ;
 Sc , interrupteur bipolaire de la source courant continu.

et provoque ainsi la charge du condensateur C , d'une quantité d'électricité correspondante q ; l'électromètre E indique alors la différence de potentiel à ses bornes.

Pour mesurer une vitesse de la tête d'un jet gazeux, hyposonique ou hypersonique, il suffit de projeter ce jet sur les fils f_1 et

f_2 , espacés d'une certaine distance et disposés géométriquement de telle façon que le jet puisse les rencontrer et les couper l'un après l'autre. Lorsque le premier fil est rompu, la différence de potentiel varie instantanément et provoque la décharge du condensateur à travers le circuit comportant le fil f_2 , encore non coupé. L'électromètre démarre aussitôt, mais s'arrête au moment où le second fil f_2 est coupé à son tour. Le condensateur se décharge alors d'une certaine quantité d'électricité $q' = i't$, et sa tension tombe de U à U' . Prenant la valeur moyenne U de la tension à la décharge et relevant la chute de tension $\varepsilon = U - U'$, nous pouvons former une relation simple $v = U_m \delta / CR\varepsilon$ donnant directement la vitesse cherchée. Dans cette expression la vitesse v sera évaluée en mètres-seconde si la tension U et la chute de tension ε sont en volts, si la distance entre les fils δ est en mètres, la capacité C en farads et la résistance R en ohms.

Par exemple, avec un rapport de pression $P_o : P_a$ (pression du réservoir sur pression atmosphérique) égal à 2,5 et pour une distance entre fils de 5 cm. on observe, lorsque le condensateur de $1,5 \cdot 10^{-7} f$ se décharge sous tension moyenne de 100 volts, sur une résistance R égale à 10^4 ohms que la chute de l'électromètre est de 8 volts.

La valeur de la vitesse cherchée est donnée alors par la formule :

$$v = \frac{100.0,05}{1,5 \cdot 10^{-7} \cdot 10^4 \cdot 8} = 416 \text{ m : s}$$

Pour un rapport $P : P$ égal à 2, la décharge du condensateur correspond à 10 volts ; au moyen du rhéostat de mise au point on s'arrange de telle façon que la tension moyenne U reste à 100 volts. La formule donne alors :

$$v = \frac{100.0,05}{1,5 \cdot 10^{-7} \cdot 10^4 \cdot 10} = 335 \text{ m : s}$$

Faisant varier le rapport $P_o : P_a$, on peut tracer la courbe des vitesses en fonction des pressions, et cela aussi bien pour les régimes des propagations des ondes de choc, hypersoniques que hyposoniques.

Il est intéressant de remarquer que les résultats de cette

méthode provenant du problème d'HUGONOT sur la propagation des ondes de choc s'approchent de près de ceux qui nous donne la formule de SAINT-VENANT relative aux écoulements permanents.

Ce procédé a fait l'objet d'une note présentée à l'Académie des Sciences :

Caractère physique des courbes représentatives.

Les propriétés de décharges accélérées dans un courant d'air peuvent donc être représentées au moyen d'une fonction exponentielle de forme $y = ae^{-\alpha t}$. Supposons qu'un système électrisé,

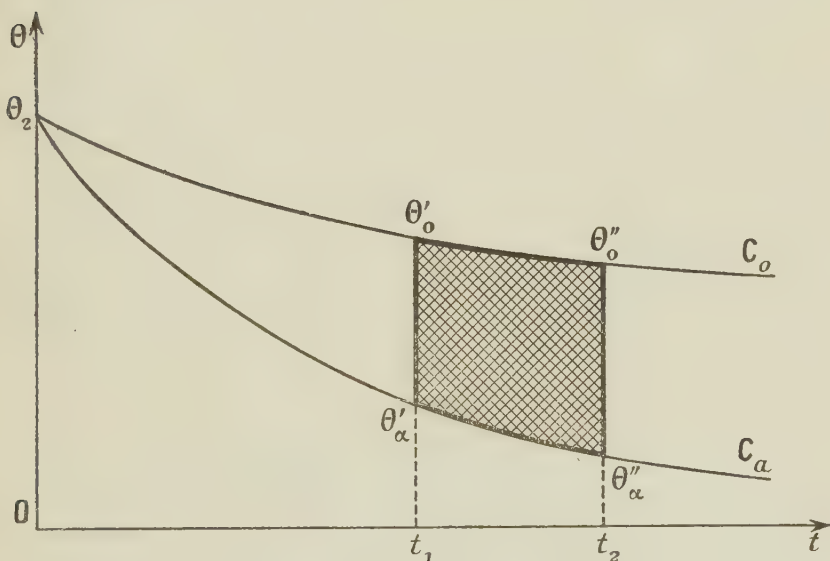


FIG. 16. — Caractéristique de décharge.

C_o , dans l'air libre ;

C_a , sous l'action d'un jet d'air.

une sphère par exemple, se décharge librement dans l'atmosphère. Cette décharge peut être caractérisée à première approximation par une courbe :

$$\theta = \theta_o e^{-\frac{m_o T_{i\bar{o}}}{MP\bar{a}} t} \quad (1)$$

(1) Comptes rendus des Séances de l'Académie des Sciences, t. 208, p. 81, séance du 9 janvier 1939.

où θ est la charge du système considéré à un instant quelconque, θ_0 - la charge initiale, m - la masse de vapeur d'eau contenue dans un mètre cube d'air, M - la masse de vapeur d'eau d'un mètre cube d'air saturé, T la température absolue, δ ; le degré d'ionisation de l'air environnant et t le temps pris comme variable indépendante.

Dans le cas d'une décharge influencée par un courant d'air il faut faire intervenir à l'exposant de la fonction exponentielle le facteur $P_o : P_a$ rapport de la pression de la tuyère d'échappement sur la pression atmosphérique. La variation totale de la charge électrostatique en fonction du temps sera alors représentée par la courbe :

$$\theta = \theta_0 e^{-\frac{mT_o\delta_i + \psi(P_a)}{MP_a} t}$$

où les facteurs m , M , T_o , δ_i , P_a , et P_o sont les paramètres variables ; $\psi(P_o)$ étant fonction évaluant la vitesse des molécules d'air projetées sur la sphère.

Le tracé de deux courbes dans le même système de coordonnées permet, par la différence de deux intégrations, de déterminer dans un intervalle quelconque du temps $t_2 - t_1$, la quantité d'électricité arrachée au système par l'action du courant d'air ; cette électricité étant définie par la surface du contour :

$$\theta'_o \theta'_a - \theta''_o \theta''_a$$

L'expression empirique (1) donne la loi de variation de ce que nous appellerons l'*évaporation électrique* dans l'air libre et stationnaire. Cette évaporation électrique diminuant avec le temps est donc fonction de quatre paramètres principaux : humidité ($m : M$) ; pression atmosphérique (P), température (T_o) et état d'ionisation du milieu ambiant. Si l'un des facteurs est nul, aucune décharge dans l'air libre ne se produit et dans ce cas, tout à fait théorique du reste, le système électrisé conserverait intégralement sa charge pendant un temps infini. Pratiquement il existe toujours dans l'air même si nous l'admettons complètement sec, une certaine ionisation des molécules d'air. Il se forme alors inévitablement une dissociation primitive, spontanée et perpétuelle des molécules d'air qui définit l'état d'ionisation. Cette ionisation étant fonction de l'humidité dépend aussi de nombreux autres facteurs, en premier lieu : de la variation de la

température, de la pression atmosphérique, pour les charges négatives de l'éclairement, des variations électromagnétiques de toute nature, des rayons cosmiques, etc... L'exposant de la formule (1) que nous désignerons pour simplifier la discussion par la lettre ε est donc composé des facteurs dépendant l'un de l'autre ; nous y retrouverons les fonctions de fonctions. Mais pour bien fixer les idées, nous pouvons resserrer notre discussion et dire que tout dépend en somme de la mobilité moléculaire

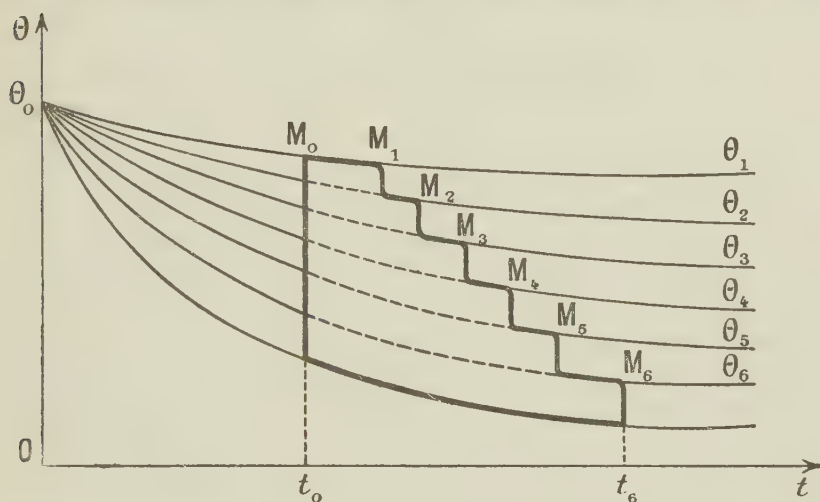


Fig. 17.

Caractéristiques de décharge pour six régimes différents.
L'espace encadré en trait fort interprète l'énergie dépensée
pour l'arrachement correspondant de l'électricité.

(mouvement brownien). Cette mobilité augmente avec la température et avec l'état hygrométrique, ce qui entraîne automatiquement l'accroissement ; par contre, son intensité diminue avec la pression du milieu ambiant, car cette dernière a pour effet d'augmenter la « viscosité » de l'air (frottement de molécules). En un mot, l'exposant $\varepsilon(m, M, T_o, \delta, P_a)$ désigne ce que nous appelons l'électro-affinité de l'air. La composition de l'air a une grande importance : la présence de molécules lourdes empêche la mobilité et *vice-versa*. Par exemple, à la pression atmosphérique et à la température de 20° C. les molécules d'hydrogène qui sont les plus mobiles atteignent les vitesses de 2 km : s ; celles de l'hélium 1,3 km : s ; de l'azote — le cons-

tituant essentiel de l'air — 495 m : s ; de l'oxyhène 460 m : s ; de vapeur d'eau 615 m : s ; de vapeurs d'acide carbonique 395 m : s ; de l'argon 410 m : s, etc... Dans ces conditions normales on peut admettre pour le parcours d'une molécule une vitesse moyenne de 500 m : s. Ces considérations sont simples et nous sont fournies par les données de la physique générale. Toutefois, en ce qui touche l'électrostatique, ces relations, entre les charges électriques et le mouvement des molécules d'air, ne sont pour ainsi dire considérées que d'une manière tout à fait obscure ; aussi nous avons cru utile, voir indispensable, de les développer quelque peu ici, à propos de la construction de courbes de décharges $\theta = \theta_0 e^{-\epsilon t}$.

La fonction (2) est relative à la décharge lorsque la pièce électrique est soumise à l'action du jet d'air. Dans ce dernier cas il y a lieu d'ajouter au numérateur de l'exposant la fonction $\psi (P_0)$ définissant l'énergie cinétique des molécules d'air qui frappent la sphère étudiée. Pour des petites vitesses et des distances relativement grandes, l'influence du jet d'air est peu sensible, la courbe représentative monte vers le haut en pivotant autour du point de la charge initiale θ_0 . Par contre, l'augmentation de pression fait augmenter la vitesse des molécules du jet d'air, et par connexion logique, la décharge du système électrisé ; la courbe représentative s'étire vers le bas partant toujours du point initial θ_0 .

On peut toujours calculer par l'intégration la quantité d'électricité enlevée au moyen du jet d'air, soit dans un intervalle de temps $t_1 - t_2$, soit entre le point initial $t = 0$ et un temps quelconque t et ceci pour les différents régimes de fonctionnement. En changeant le régime au cours de l'expérience on obtient une surface hachurée de contour Σ qui représente alors l'énergie électrique enlevée.

PRÉCAUTIONS SPÉCIALES PRISES LORS DES EXPÉRIENCES.

Qualités physiques de l'air de projection.

Le premier point qui s'impose c'est la connaissance exacte de la qualité de l'air de projection. Dans le dessein de l'avoir

le plus pur possible, nous nous sommes installés directement à la Centrale génératrice de la Compagnie parisienne de l'Air comprimé. L'analyse chimique de l'air n'a donné aucune indication anormale. Physiquement cet air présente également toutes les qualités voulues. Il est pratiquement dépourvu d'impuretés et d'humidité. La première qualité fut vérifiée au moyen d'un filtre spécial à double tamis. La seconde fut analysée de différentes façons : par exemple, par projection de l'air sur une plaquette plane moulée en plâtre très absorbant ou encore par sa projection sur un récipient spécial contenant de l'air liquide. Dans le premier cas, nous n'avons observé aucune modification hygrométrique du plâtre, dans la seconde nous n'avons pas constaté de rosée sur la surface extérieure du récipient sur lequel l'air fut projeté. A ce point de vue l'air paraissait nous donner pleine satisfaction. Néanmoins nous avons trouvé prudent de garder un filtre installé en amont de la tuyère et n'introduisant aucune gêne en ce qui touche la distribution aérodynamique régulière. Il est intéressant de signaler entre parenthèses, qu'une introduction artificielle des grains étrangers dans le courant d'air (poussière de charbon, poussière métallique et même sablonneuse) provoque, sur le champ, une irrégularité dans les indications de l'électroscope. Ceci montre que l'allure régulière de l'électroscope pourrait également servir d'indicateur sur l'homogénéité physique de l'air.

Ceci étant dit, la seconde question qui s'impose à résoudre est celle de la détermination exacte des qualités électriques de l'air. Il est indispensable de s'assurer que l'air frappant la sphère ou tout autre pièce essayée est dépourvu de toutes traces d'ionisation. On pourrait se demander en effet, si l'air passant à travers la tuyère ne s'électrise pas par frottement contre les parois de cette dernière ? Les mesures ont été prises au moyen d'un électromètre à enregistrement automatique système « Gif », lequel employant une électrode à couche de radium pouvait déceler l'ionisation de l'air avec un haut degré de précision. Cette vérification effectuée à plusieurs reprises nous a permis de conclure que de ce côté nous étions également à l'abri de facteurs étrangers.

Question d'électrisation par frottement.

Il fallait démontrer ensuite que l'air, même en état très sec, ne tend pas à produire une charge électrique sur les corps qu'il frappe, car dans le cas affirmatif, l'enlèvement des charges électriques serait certainement gêné par les tendances à un phénomène contraire. Nous aurions pu nous contenter de la constatation expérimentale que sous l'action du jet d'air nous avons eu les mêmes résultats relatifs, aussi bien pour la charge positive que négative. Si on admet la possibilité de l'électrisation par frottement on obtiendrait alors dans un cas (par exemple, le corps étant chargé positivement) les charges additives qui s'ajouteraient à la charge d'expérience, donc auraient tendance à retarder l'enlèvement, et, dans l'autre cas (corps chargé négativement) les charges soustractives qui accéléreraient de concert avec le jet d'air la décharge de la pièce.

La régularité de deux courbes représentatives, positive et négative caractérisant la décharge dans le courant d'air ne nous laisse heureusement aucun souci à ce sujet. Toutefois, dès le début, nous avons décidé de vérifier cette question au moyen des mesures supplémentaires que voici : premièrement nous n'avons constaté aucune indication d'électroscope lorsque la pièce, parfaitement isolée, était soumise pendant un temps assez prolongé à l'action du jet d'air. L'électroscope restait à zéro malgré le soufflage le plus intense que nous avons pu réaliser. L'expérience de même nature était réalisée avec un échantillon de fil de cuivre de 8 mm. de diamètre placé longitudinalement dans l'axe de la tuyère. Aucune divergence des feuilles de l'électroscope n'a été observé. Pour augmenter la sensibilité de mesure nous avons essayé en vain de les déceler au moyen d'un électroscope système CURIE, de construction DANNE, à montage direct, puis connecté à un condensateur ; on sait qu'un tel dispositif électroscope-condensateur permet de déceler des différences de potentiel beaucoup plus faibles que l'électroscope ordinaire.

Une vérification expérimentale encore à signaler, celle d'un secteur sphérique à parois minces. Une calotte de 1 mm. d'épaisseur était installé de façon à recevoir le jet par sa partie concave ; la partie convexe était reliée à l'électroscope et était portée à un

certain potentiel (voir fig. 18). L'expérience a eu lieu à l'état de l'air très sec et nous n'avons pas constaté de changement sensible des feuilles d'or pendant une durée de quelques minutes. La calotte sphérique était chargée positivement et négativement. Si on suppose que le jet d'air en s'étalant sur la partie concave produit par frottement une certaine quantité d'électricité de signe bien déterminé, négative par exemple, on serait amené à admettre que cette électricité, les électrons, se répartissent

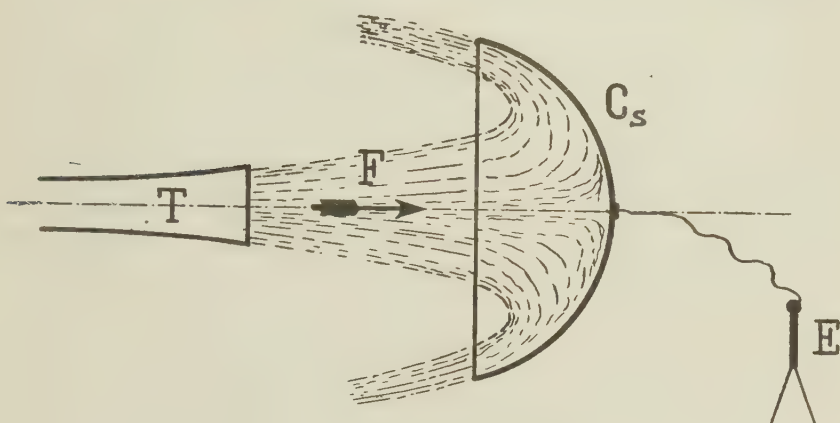


FIG. 18.

Représentation schématique de l'expérience de contrôle de l'électrisation par frottement aérien.

aussitôt à travers le métal, sur la partie convexe de la calotte et sera immédiatement enregistrée par l'électroscope. L'expérience montre qu'il n'y a rien.

D'ailleurs dans le cas d'une série de nos expériences cette question de frottement était en quelque sorte éliminée par emploi d'une sphère légèrement plus grande que la section de sortie de la tuyère. De cette façon les molécules d'air animées de très grandes vitesses venaient frapper par impulsion la surface amont de la sphère essayée sans y provoquer un frottement classique (frottement par glissement).

En résumé nous pouvons admettre en toute confiance que dans les conditions de notre installation nous étions à l'abri de ce facteur d'électrisation par frottement pouvant s'interposer aux phénomènes de l'enlèvement que nous appelons mécanique.

Si dans les divers pays désertiques on a constaté qu'un cou-

rant d'air très sec dans une atmosphère également bien sèche, provoque certaines charges électriques (ailes d'avions par exemple) cela doit avoir certainement une autre cause, notamment une ionisation, en quelque sorte permanente, de l'air atmosphérique. Cette ionisation, en effet, peut être facilement provoquée par les changements brusques et considérables de la température, par les réflexions de rayons lumineux particulièrement sensibles dans les vastes terrains sablonneux, etc... Les charges électrostatiques qu'on y relève sur les ailes d'avions avec des potentiels relativement élevés sont dus aussi à ce que ces derniers animés de grandes vitesses surtout en vol oblique et vertical, coupent facilement un certain nombre des surfaces équipotentiellles à forte saturation ionique. Par contre, de telles charges électrostatiques peuvent être facilement produites dans les vapeurs saturées contenant un certain nombre de gouttelettes d'eau en suspension, en d'autres termes, contenant des agglomérations ponctuelles d'ions.

Qualités diélectriques des isolants.

Dans le dessein d'avoir toute garantie au sujet des pertes dans les corps isolants nous avons pris des précautions spéciales en employant du matériel de première qualité. Les petites sphères conductrices en laiton étaient supportées par un petit tube de 2 cm. de diamètre et de 500 cm. de longueur en résine synthétique qui supporte facilement dans des conditions normales les tensions de plusieurs dizaines de kilovolts. En plus, ces sphères étaient fixées à ce tube par l'intermédiaire d'un bouchon caoutchouc lui-même bon diélectrique. Le système ainsi protégé était fixé sur des isolateurs en porcelaine reposant eux-mêmes sur des semelles en ambre. Un tel isolement a présenté une garantie suffisante quant aux qualités diélectriques recherchées.

De même en ce qui concerne l'isolement de la sphère pisciforme, il était assuré au moyen d'un tube également en résine synthétique de 30 cm. de longueur et de 50 mm. de diamètre intérieur et de 10 mm. d'épaisseur.

Les électroscopes dont les cages étaient reliées à la terre, étaient isolées au moyen de paraffine de 300 kv. de rigidité diélectrique.

Etat électrique de l'atmosphère.

Quant l'air du jet se détend dans l'atmosphère après avoir frappé le corps électrisé, on constate avec le temps que l'état électrique de l'atmosphère du laboratoire varie. Ces variations des qualités électriques du milieu ambiant, influent sensiblement sur les charges électrostatiques, notamment sur les systèmes à essayer. Elles sont facilement décelables par la différence de décharge d'une pièce électrisée lorsque cette dernière se décharge librement dans l'air ; toutes autres conditions restent égales. Une modification électrique de l'atmosphère est d'autant plus rapide que l'air ambiant est plus humide.

Dans le dessein d'éliminer ce facteur, nuisible aux bonnes mesures nous avons procédé avant chaque expérience à la purification de l'air du laboratoire. On remédie avantageusement à cet inconvénient en chassant l'air stagnant du laboratoire par l'amenée d'un certain volume d'air sous pression.

Les conditions peuvent être améliorées encore artificiellement, par exemple, lorsqu'on dissout dans l'air une certaine quantité de tétrachlorure de carbone. La présence dans une telle atmosphère de chlore ayant, comme on le sait, une grande affinité électrique et, d'autre part, la présence des molécules lourdes du tétrachlorure (molécules non dissociées) semblent donner la réponse à l'amélioration des qualités diélectriques du milieu. Le mélange se fait par simple évaporation du tétrachlorure de carbone.

Les règles de l'électrotechnique nous renseignent que pour une sphère conductrice de diamètre donné le potentiel maximum dans l'air sec et à la pression atmosphérique normale est obtenu lorsque le champ électrique à sa surface atteint environ 30 kv.:cm. Pratiquement il n'en est pas ainsi et les potentiels obtenus sont notablement inférieurs à ceux que l'on peut déduire connaissant les dimensions géométriques de la sphère. Ceci est dû en premier lieu aux conditions hygrométriques du local et à une certaine quantité de poussière toujours présente dans l'air. L'humidité et la poussière sont donc des « ennemies » contre lesquelles il faut toujours lutter en électrostatique.

Nous pensons qu'il est intéressant de rapprocher ces considérations des expériences que nous avons reproduites sur la rigi-

dité diélectrique de l'air dans lequel nos recherches *sur l'arrachement* ont été effectuées. On sait que la rigidité diélectrique de l'air est influencée par de nombreux facteurs dont les principaux sont : forme des électrodes, épaisseur, temps d'application, température, contraintes mécaniques, etc... Aussi ne faut-il considérer les chiffres donnés ci-dessous que comme des ordres de grandeur, la rigidité électrique ou distance disruptive d'un diélectrique quelconque n'ayant de sens précis que si tous les facteurs sont bien déterminés. Toutefois, la relation que nous donnons ici permet de se rendre compte de la rigidité de l'air pour les volumes de potentiel et de dimensions d'épaisseur normales.

Un grand nombre d'essais répétés nous conduit à admettre que pour la température de 20° C. et à la pression de 760 mm., la rigidité diélectrique maximum de l'air n'est que 21 kv : cm. Elle varie, en fonction de la température et de la pression atmosphérique, sensiblement selon l'expression :

$$\frac{x}{21} = \frac{H}{760} \frac{(273 + 20)^0}{(273 + t)^0} ; \text{ d'où } x = 21 \frac{H}{760} \frac{273 + 20}{273 + t} = 8,09 \frac{273 + t_0}{H}$$

où X est la rigidité diélectrique de l'air kv. par cm. ; H la pression barométrique et t^0 la température en degrés centigrades.

Formation d'un courant d'air électrique.

L'argument, peut-être le plus frappant en faveur de l'hypothèse de l'arrachement mécanique de corpuscules électriques, consiste à la constatation de la présence des charges électriques de même signe dans le courant d'air en aval de la pièce considérée, et de leur absence complète du côté amont.

Une conclusion pratique importante peut en être tirée : en chargeant constamment la pièce conductrice d'une quantité d'électricité égale à celle qui est enlevée par le courant d'air, on la maintiendra toujours au même potentiel ; la charge électrique arrachée et transportée par le courant d'air constituera un vrai *vent électrique* pouvant être dirigé, en conduite fermée, sur un autre corps conducteur et y être accumulé en conséquence.

La disposition de la figure 7 se prête particulièrement bien pour la génération d'un tel courant d'air électrique.

Le transport de l'électricité au moyen des molécules d'air comme véhicules a attiré depuis longtemps l'attention des physiciens et semble en effet présenter une élégance tant au point de vue physique que technique. Le problème revient à la formation d'un vent électrique très intense.

A notre connaissance ce problème n'est pas encore résolu. Les différents expérimentateurs affirment qu'un tel transport de l'électricité au moyen des molécules d'air n'est pas à retenir, car on ne pourrait guère obtenir que des charges électriques insignifiantes. Il est évident qu'à l'heure actuelle les courants électriques gazeux constitués par des particules de charge de l'ordre d'un micron (courants aérosols) donnent plus de satisfaction que les molécules ioniques d'air, mais il nous semble que cette déception est due, avant tout, à l'insuffisance de l'énergie cinétique des ions entraînés. En effet, avec les vitesses des molécules d'air variables de 15 à 125 m : s, l'énergie cinétique d'un ion est relativement faible pour vaincre la répulsion coulombienne du système collecteur auquel il doit déposer sa charge. Mais ce problème paraît prendre tout à fait un autre aspect, si un ion est lancé avec une vitesse d'ordre hypersonique. Nous avons montré que c'est la vitesse de 410 m : s qui définit la phase de décharges accélérées d'une sphère soumise à l'action mécanique de l'air. Il semble donc que c'est avec les vitesses hypersoniques qu'il faut tenter d'obtenir le résultat. Animé de telles énergies cinétiques le projectile semble avoir la force suffisante pour pénétrer, malgré la barrière de potentiel, sur le corps collecteur et s'y fixer.

Au point de vue théorique et pratique il semble que c'est du côté *vitesse* qu'il faut donc agir ; ce facteur principal de l'expression de l'énergie cinétique varie en puissance deux par rapport au facteur *masse*.

Un générateur conçu sur ces considérations est actuellement en projet.



CHAPITRE II

THÉORIE DE L'ENLÈVEMENT

CONSIDÉRATIONS PHYSIQUES

Comment pouvons-nous expliquer ces phénomènes de l'enlèvement des charges électriques par des courants d'air intenses ?

Il ressort tout d'abord de nos observations expérimentales qu'il y a lieu d'admettre, corrélativement à la théorie habituelle de la décharge où l'ionisation par chocs intervient, que cette ionisation est grandement accélérée dans un courant d'air dont la vitesse est supérieure à une certaine limite. Mais une telle conclusion ne nous renseigne nullement sur le mécanisme propre de l'enlèvement. Aussi nous avons recherché à construire une théorie plus complète du processus physique de telles décharges.

Voici les idées directrices de notre hypothèse :

Partons de l'origine de nos connaissances en électrostatique et envisageons que nous chargeons d'électricité une sphère conductrice jusqu'à ce qu'elle prenne un certain potentiel. Supposons d'abord que nous la chargeons négativement, c'est-à-dire que nous communiquons à cette sphère une certaine masse d'électrons en quantité suffisante. C'est un fait aujourd'hui incontestable que toute cette charge électrique, en régime établi, se fixe sur la superficie de la sphère. Il est établi aussi qu'au début d'électrisation la pièce conductrice subit quelques fluctuations de charge accompagnées d'une ionisation plus ou moins prononcée de l'air environnant. Il ne reste qu'à admettre que les électrons, dès qu'ils parviennent sur le corps conducteur, soumis respectivement aux efforts coulombiens de répulsion et sont projetés vers l'extérieur. Dans ces conditions ils provoquent

ront, dans leur mouvement d'ensemble, par chocs des molécules d'air qu'ils rencontreront une certaine ionisation atmosphérique ; un certain nombre d'ions positifs et négatifs prendra naissance dans la zone proche de la sphère.

Devenus électriquement actifs ces ions, soumis simultanément aux forces d'attraction ou de répulsion, se meuvent avec de très grandes vitesses et deviennent capables, en rencontrant à leur tour de nouvelles molécules neutres, de leur arracher ou de leur fixer un ou plusieurs électrons disponibles de façon à engendrer dans une zone déjà beaucoup plus étendue un nombre relativement grand des ions positifs et des ions négatifs, aux-

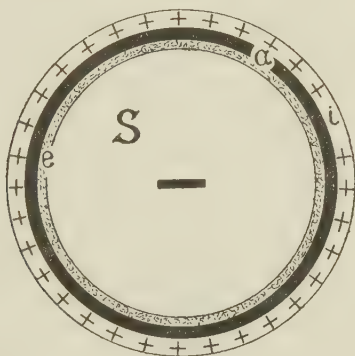


FIG. 19.
Représentation configurative
d'une sphère conductrice chargée négativement.

quels s'ajoutent dans une certaine mesure les électrons libres.

Le champ électrostatique négatif de la sphère (1) attirera immédiatement tous les ions positifs ainsi formés et rejettera le plus loin possible le mélange actif des électrons et des ions négatifs. Une vraie avalanche des ions positifs s'abattra en conséquence sur la sphère émettrice en sens inverse du mouvement électronique. En route les ions positifs rencontrant les électrons

(1) En adoptant les notations usuelles nous appellerons un champ électrostatique négatif, un champ dont les lignes de force sont de droites normales aboutissant à la surface d'une sphère quand elle est négative, et un champ électrostatique positif, un champ dont les lignes de forces sont issues de cette sphère quand elle est positive.

et ions négatifs se recombinent encore, mais entrent finalement en contact avec le fluide électronique de la source et y redeviennent atomes. En résumé, si la sphère conductrice est chargée négativement, les électrons s'échappent de suite ; ils forment des ions négatifs qui remontent les lignes de force allant de la sphère vers l'extérieur, et des ions positifs qui redescendent ces lignes et parviennent à toucher les parois de la sphère.

C'est en entrant en contact direct avec le fluide électronique qu'ils reprennent là un ou plusieurs électrons qui leur manque et se reconstituent aussitôt en atomes. Les cortèges d'ions arrivant à la suite de ceux qui sont redevenus atomes sont certainement gênés par les premiers venus qui forment en se neutralisant une sorte de barrière isolante. Il s'ensuit que les ions qui arrivent à leur suite ne peuvent plus directement toucher le fluide électronique et y restent fixés en état électrisé. Pour faciliter la compréhension immédiate d'un tel processus nous avons imaginé le schéma représentatif ci-contre (fig. 19). Sur la superficie de la sphère sont répartis sous forme d'un film sphérique (couche superficielle *e*), les électrons qui définissent la charge négative de la sphère *S*. Ces électrons ont une tendance à s'échapper vers l'atmosphère, mais se trouvent bloqués par une gaine isolante formée uniquement par les atomes de l'air (couche *a*). A leur tour les atomes sont coïncés mécaniquement par la pression des ions positifs qui se déposent sur la partie extérieure de la couche *a* et y forment une couche limite extérieure (couche *i*). On peut ainsi, en quelque sorte, matérialiser ces trois différentes couches : film électromique, gaine atomique et enveloppe ionique pour les considérer ensuite comme une seule pellicule matérielle jouant le rôle d'une protection diélectrique.

Nous formons ainsi théoriquement un vrai condensateur sphérique élémentaire dont les ions, d'une part, et les électrons, d'autre part, constituent des armatures chargées d'électricité de signe contraire.

On peut donc en conclure disant que les charges se trouvant sur la sphère sont isolées de l'extérieur au moyen d'une pellicule constituée à l'image d'un condensateur sphérique.

Rappelons que toutes ces considérations ne sont vraies que pour la pression atmosphérique normale et en état de l'air parfaitement sec. Nous verrons par la suite que cette théorie reste

valable pour un autre régime quelconque d'air. Au point de vue physique le mécanisme des décharges électrostatiques aura une signification, si la sphère est chargée positivement. Nos connaissances actuelles sur la constitution de l'électricité nous permettent d'interpréter une charge positive d'un corps conducteur comme une extraction interne et bien régulière, au moyen d'un champ électrique, des électrons constituant les couches extérieures atomiques de ce corps.

Les lignes de forces sont dirigées dans ce cas en sens inverse du cas précédent ; par convention on les suppose issues de la sphère. Il s'ensuit que le champ électrostatique positif tentera à rappeler vers la sphère les électrons qui lui viennent d'être arrachés. Dès son établissement les ions négatifs, qu'il a provoqués dans l'air, remonteront immédiatement ses lignes de force et arriveront aussitôt sur la superficie du conducteur. Ils cèdent volontiers leur électron, préalablement capté, à l'un des ions positifs le plus proche et redeviennent ainsi atomes des molécules d'air. Comme précédemment, les cortèges suivants des ions négatifs très rapidement sont gênés par la gaine atomique d'entrer en contact direct avec les ions positifs de la sphère. Néanmoins ils les poussent énergiquement contre la superficie conductrice les coïncant par frottement, comme dans le cas précédent, autour de la sphère. En formant une image technique nous pouvons représenter ce processus, analogiquement au cas de décharges négatives, encore au moyen d'un condensateur élémentaire de forme sphérique. Le rôle de l'armature positive appartiendra dans ce cas à la sphère proprement dite qui exercera son action sur l'armature négative (gaine extérieure remplie d'ions négatifs), par l'intermédiaire d'une couche isolante atomique. La pellicule électro-aérienne ainsi réalisée est plus simple que la pellicule des corps électrisés négativement (voir fig. 20).

Si l'on accepte la théorie que nous venons de développer, on concevrait alors sans objection que la gaine isolante du milieu rempli d'atomes, se comporte sous l'action des forces électriques absolument comme une substance élastique sous l'action des forces mécaniques. Cette analogie est très importante pour ce qui va suivre. Nous savons, en effet, et ceci en connexion logique avec nos conceptions actuelles de la physique moderne, que pour arracher à un corps électrisé un corpuscule électrique, le trans-

porter à distance ou le neutraliser sur place, une force extérieure d'ordre spécial est nécessaire. Nous connaissons divers aspects d'une telle force particulière : l'aspect électrique est le plus général ; un champ ou un rayonnement possèdent des qualités tout à fait miraculeuses à ce sujet, et, nous croyons à peine nécessaire de les mentionner. L'effet calorifique sur les corpuscules chargés nous est connu depuis fort longtemps de même en ce qui concerne les forces de cohésion chimique. Les

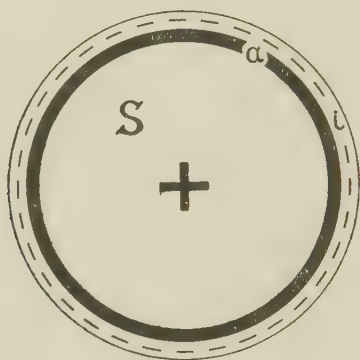


FIG. 20.

Représentation configurative
d'une sphère conductrice chargée positivement.

phénomènes photoélectriques entraînent également, dans certaines conditions, une émission de corpuscules négatifs de la surface métallique.

Revenant au cas de notre système sphérique électrisé, tel qu'il est décrit ci-dessus, nous sommes amené à tirer une conclusion nette suivante : tant que le champ électrique de ce système chargé reste constant, — tant que ce corps électrisé conserve la même température, — tant qu'on est à l'abri des réactions chimiques et des effets lumineux sensibles, — on est sûr de considérer sa charge comme une masse d'électricité emmagasinée, sans perte, sur la sphère et extérieurement recouverte par une pellicule protectrice, elle-même fixant une certaine masse des grains d'électricité (ions) d'ordre géométrique supérieur. L'identité des propriétés d'un électron et d'un ion d'hydrogène (proton), le plus léger de tous, a conduit à admettre que la masse de ce dernier est à peu près 1.850 fois plus grande que celle

de l'électron ; la masse de l'électron étant égale, conformément aux mesures précises de MILLIKAN, à 9.10^{-28} gramme, celle de l'atome d'hydrogène (proton + électron) est $1,7.10^{-24}$ gramme. On a mesuré aussi le diamètre de l'électron, en assimilant ce grain naturel d'électricité à une particule sphérique, et l'on a trouvé un chiffre voisin de 2.10^{-13} centimètre ; le diamètre d'un atome complet est 100.000 fois plus grand. Les noyaux atomiques (un ou plusieurs protons combinés), auxquels viennent s'associer quelquefois les neutrons sont environ 10^{-5} fois plus petits que les atomes complets et à leur tour l'ordre de grandeur des volumes atomiques est 10^{-5} fois plus faible que celui des plus petites cellules biologiques encore visibles au microscope.

Ces comparaisons montrent tout d'abord que nous sommes toujours dans le domaine microscopique, domaine des infiniment petits non directement perceptibles par nos sens, mais suffisamment pénétrés pour nous permettre de construire une image vue sous l'angle macroscopique. Nous pourrions nous demander ainsi, en oubliant pour l'instant la pellicule protectrice que nous venons de former, si un électron, tel que nous pouvons l'imaginer, est susceptible de se mesurer géométriquement avec un atome ou avec une molécule. Par exemple, pourrait-on envisager son enlèvement forcé, son arrachement mécanique, par une molécule projetée ? Il est évident que non. Si l'on suppose une cible formée d'une bille de 1 cm. de diamètre, fixée sur une surface gauche ou plane, il y a certainement très peu de chance de la toucher, pour lui transmettre une partie de son énergie cinétique, par un projectile envisagé comme une sphère de 1 km. de diamètre. La comparaison que M. JOLIOT donne à ces grandeurs est encore plus frappante : tête d'épingle à côté d'une sphère de 100 m. de diamètre. L'hypothèse de l'enlèvement direct d'un électron par une molécule semble donc devoir être abandonnée d'emblée. Il faut certainement faire entrer en ligne de compte les quantités de même ordre de grandeur géométrique. En parlant de molécules ou d'ions qui se heurtent, nous avons tout le droit de penser à des chocs élastiques, analogues à ceux qui peuvent se produire entre billes de même famille ; rappelons l'exemple habituel certainement un peu grossier, des billes de billard. En suivant cette idée on arrive à une image bien concevable à nos sens et facile d'interprétation physique. Envisageons maintenant le cas des molécules d'air animés de très grandes

vitesses projetées sur une sphère électrisée ; supposons d'abord qu'elle est chargée négativement. Avec un jet d'air continu et intense on peut considérer cette action comme un vrai bombardement de la sphère par la buse aérodynamique ; la sphère étant la cible et la buse figurant comme canon.

Les molécules d'air (les projectiles) conformément à la théorie cinétique des gaz, se meuvent en ligne droite, en moyenne assez écartées les unes des autres, choquent systématiquement les molécules ionisées d'air constituant la pellicule, les arrachent mécaniquement et les projettent vers l'extérieur ; la durée entre deux chocs consécutifs est négligeable par rapport à celle de ce « libre parcours », de sorte que mécaniquement un choc ne sera nullement gêné par le choc suivant. Précisons ce processus. Supposons, pour faciliter la compréhension immédiate, qu'à un instant arbitraire quelconque, toutes les molécules ionisées et neutres sont immobilisées autour de la sphère sauf celles du jet, qui sont, au contraire, animées d'une très grande énergie cinétique. Supposons provisoirement encore pour plus de clarté, que chaque partie élémentaire de pellicule n'est constituée que par une seule couche de grain d'électricité (couche électronique et couche ionique) ou de grain de matière (couche atomique), ce qui d'ailleurs physiquement ne modifie rien.

Il est évident qu'une molécule lancée avec une très grande vitesse sera capable, à partir d'une certaine valeur limite, de surmonter l'attraction d'un ion positif constituant la couche supérieure de la pellicule, de vaincre son frottement contre les autres ions voisins, et de l'arracher ainsi de son orbite, le projetant dans une autre direction quelconque selon les lois de la mécanique. En ce point troué, la poussée électronique emporte et perce la gaine atomique projetant de son côté l'atome correspondant vers l'extérieur. Un certain nombre d'électrons s'échappe immédiatement à la suite de cette expulsion de l'atome, mais le trou ne reste pas longtemps en état de perforation. Les ions positifs s'y précipitent et le premier arrivé capturant un électron se neutralise pour reprendre les fonctions de l'atome à l'instant expulsé. L'ion positif qui le suit bouche alors le trou et est prêt à nouveau pour servir de cible au projectile suivant. La charge de la sphère se trouve de cette façon diminuée, et cette diminution est due à la charge totale des électrons échappés. La décharge globale de la sphère par unité de temps corres-

pondra évidemment au nombre de trous ainsi perforés sur la pellicule pendant ce temps.

Nous pouvons appliquer les mêmes concepts en imaginant au lieu d'un ion et d'un atome constituant leurs couches respectives, un ensemble aggloméré d'atomes et d'ions, mitraillés par des molécules d'air et dissipés au moyen de ces projectiles dans l'atmosphère. La pellicule protectrice constitue alors une véritable barrière en démolition ayant la propriété de régénération spontanée et immédiate, et cela théoriquement jusqu'à l'épuisement complet de la charge.

Le même raisonnement doit être fait, si l'on envisage la sphère chargée positivement. Les molécules de tir frappant la pellicule protectrice, arrachent de la même façon les molécules combinées d'ions et d'atomes et les projettent vers le milieu ambiant dans les directions différentes. Dès qu'un ion négatif est arraché de son orbite, l'atome n'étant plus serré extérieurement est expulsé sous l'action du champ par le trou ainsi créé et laisse aussitôt sa place à un ion négatif qui, en pénétrant dans ce trou, cède son ou ses électrons extérieurs à la sphère chargée positivement. Le système chargé perd de cette manière un ou plusieurs ions positifs et se trouve ainsi diminué d'une certaine charge ; la décharge globale par unité de temps correspondra, comme précédemment, au nombre total de trous perforés sur la pellicule pendant cette durée unitaire.

Cette théorie de l'arrachement mécanique direct est bien conforme avec les résultats de nos expériences. Elle permet d'expliquer les phénomènes que nous avons observés sans faire intervenir des objets cachés ou des structures secrètes, et nous paraît être très commode d'applications pratiques. Elle ne contredit nullement à la théorie classique de la décharge électrique dans un milieu gazeux entraînant une ionisation par chocs, mais bien au contraire, elle la complète en précisant notre connaissance sur de telles décharges. Nous pouvons également, en l'appliquant, mettre plus clairement en évidence les phénomènes de la décharge accélérée et les conditions existant dans le courant gazeux. L'ensemble des études entreprises aujourd'hui par les différents expérimentateurs ainsi que nos propres recherches en cours dans le même domaine, permettraient, il faut l'espérer, de donner d'autres renseignements pouvant définitivement décider cette théorie.

Nous avons fait intervenir cette nouvelle hypothèse parce que les autres théories habituelles que nous connaissons sont incapables de nous donner l'image physique des phénomènes que nous constatons lors de l'action très intense d'un courant d'air sur des corps conducteurs électrisés.

QUELQUES CONSIDÉRATIONS COMPLÉMENTAIRES.

Conditions atmosphériques normales et invariables.

Les considérations ci-dessus sont justes pour les conditions normales de la pression atmosphérique et de sa température ($H = 760$ mm. de pression et $t = 20^{\circ}\text{C.}$). Dans cet état physique on admet que l'air est parfaitement sec et constitue un bon isolant. Son ionisation est assez difficile et il faut appliquer des champs électriques très élevés pour percer sa rigidité ou amorcer un courant d'ionisation dans le cas de deux électrodes. Nous avons déjà dit qu'on admet généralement pour un corps conducteur sphérique le champ électrique maximum dans l'air sec, à la pression atmosphérique $H = 760$ mm. et à la température 20°C. , est de l'ordre de 30.000 V : cm. Pratiquement ces champs sont difficilement atteints et ils sont certainement fonction d'autres propriétés physiques telles que mobilité moléculaire, répartition des constituants, teneur en impuretés, influences des acides, des bases et des sels, l'isotropie, l'homogénéité thermique et hygrométrique des molécules, etc...

Pour cette tension-limite de 30.000 volts, nous avons constaté, au voisinage d'une sphère chargée (les mesures ont été faites avec une série des petites sphères de 1 à 12 cm. de diamètre), une ionisation permanente très appréciable (1).

En appliquant notre théorie nous pouvons facilement interpréter les phénomènes excessifs de l'ionisation qui se mani-

(1) Les expériences de même genre ont été réalisées sous la direction de M. Joliot dans son Laboratoire de Cachan avec une sphère de 1 m. de diamètre ; voir Comptes rendus des Séances de l'Académie des Sciences ; t. 202, p. 1034, séance du 23 mars 1936.

festent au voisinage de cette tension de 30.000 volts et, à plus forte raison, lors de la tendance de créer des tensions supérieures à cette valeur. Il faut supposer qu'avec de tels champs électrostatiques la poussée des électrons vers l'extérieur, si la sphère est chargée négativement, est très forte et parvient à surmonter la contre-pression des ions positifs organisés sur la dernière couche de la pellicule. En empruntant l'explication de BOHR donnée par lui au Congrès du Palais de la Découverte de l'an dernier on peut croire qu'un des plus énergiques électrons, cherchant à s'échapper, parvient à percer mécaniquement le milieu limitant son déplacement, s'échappe et entraîne avec lui tout un cortège d'autres électrons. Un tel jet d'électrons ionise tout de suite les molécules d'air qui se trouvent sur le passage ; les ions positifs remontent très rapidement au jet électronique et bouchent le trou comme nous l'avons déjà expliqué. Ceci se produit en multiples points de la surface qui s'ouvrent et se referment se déplaçant sur tout le pourtour de la surface selon la position instantanée des plus forts électrons. Pratiquement on dit que la charge intérieure de la sphère s'échappe par les effluves et se dissipe dans l'atmosphère.

Pratiquement nous avons trouvé que c'est le potentiel de 21.000 V : cm. qui limite d'une façon sûre l'échappement des électrons (voir p.00). Pour cette tension les ions positifs de la couche supérieure pressent suffisamment les atomes de la couche intermédiaire et l'équilibre s'établit entre la pression qu'ils exercent de l'extérieur et la poussée des électrons de l'intérieur (pression électrostatique). Dans les mêmes conditions atmosphériques nous ne constaterons, en cette première approximation, aucune décharge pour les potentiels inférieurs à 21 kv : cm. (la pression des ions positifs est supérieure à celle des électrons), et une certaine perdition dans l'air pour des potentiels supérieurs à cette valeur (l'équilibre étant dépassé et la pression ionique cède devant la pression électrostatique interne).

Pour les pièces électrisées positivement nous pouvons garder le même concept de penser, en changeant toutefois, le sens de pénétration électronique. Dans ce cas la pression des ions négatifs pour des champs électriques trop élevés sera plus grande que celle des charges internes ; il se produit en quelque sorte un écrasement de la couche atomique permettant à ces ions négatifs de céder leurs électrons extérieurs aux ions positifs

et se libérer ensuite. Le mécanisme donc reste le même que dans le cas que nous venons d'analyser.

En résumé nous pouvons conclure que dans des conditions atmosphériques normales, nous avons une valeur du potentiel maximum admissible, pour une sphère de dimensions données, lorsque le champ électrique à sa surface atteint une certaine valeur ; au-dessous de cette valeur nous devons avoir tous les régimes stables, sans décharges et, au-dessus les régimes progressivement instables, décharges dans l'air par effluves ; ces régimes deviennent tout à fait instables pour la valeur du champ au delà de 30.000 V : cm. En d'autres termes, la pellicule protectrice que nous avons envisagée tient bien et peut être considérée comme un condensateur sphérique jusqu'à la valeur du champ de 21.000 V : cm. ; laisse passer des fuites qui croissent selon la valeur du champ, croissant de 21 à 30.000 V : cm., et se trouve percée en multiples points pour les valeurs de champ plus élevées — court-circuits fictifs à travers l'armature diélectrique de ce condensateur (couche atomique).

Voici donc comment nous pouvons expliquer au moyen de notre hypothèse théorique les phénomènes de décharge à air sec et ses qualités diélectriques.

Cas pratique des conditions atmosphériques.

Ci-dessus nous avons considéré les conditions atmosphériques plus ou moins idéales quand l'air est absolument sec ; c'est-à-dire est dépourvu de toute trace d'auto-ionisation. Dans ces conditions nous pouvons imaginer que le milieu fluide dans lequel est installé notre système électrisé approche de l'état stationnaire, c'est-à-dire du régime avec l'agitation moléculaire relativement très faible.

Mais, s'il nous est loisible de construire théoriquement une telle image physique, pratiquement d'autres facteurs interviennent et changent inéluctablement ces conditions que nous avons cherché de normaliser.

Quels sont donc ces facteurs additionnels ? Il est perceptible même à l'œil armé d'un microscope l'agitation qui nous paraît désordonnée des molécules au sein de l'atmosphère. Nous représentons habituellement la masse d'air en équilibre et station-

naire. En réalité nous observons autre chose : une particule plus grosse que les autres pouvant être facilement enregistrée au microscope est animée d'un mouvement incessant. Elle monte puis recule, remonte, ensuite redescend, circule en tournoyant dans tous les sens gardant toujours, pour un régime atmosphérique donné, la même intensité moyenne d'agitation. On constate aussi que plusieurs particules s'agitent nettement de façon indépendante suivant leurs propres lois d'ailleurs parfaitement irrégulières. C'est le mouvement brownien auquel nous sommes déjà depuis fort longtemps familiers. Cette loi nous apprend qu'un tel mouvement est d'autant plus vif que la particule examinée est plus petite et qu'il se trouve accéléré quand la température croît. Il s'ensuit par analogie, ce qui est d'ailleurs vérifié, que dans toute masse d'air ou de fluide, en général, les molécules s'agitent irrégulièrement en conservant leur individualité, accélèrent ou diminuent leur agitation en fonction de la température, se heurtent les unes les autres en se changeant continuellement de leur énergie intrinsèque et gagnent par unité de temps, autant de quantité de mouvement qu'elles en perdent. On y trouve des molécules différentes, neutres ou ionisées, lourdes et légères se superposant l'une à l'autre, en tête à l'azote et l'oxygène, et occupant simultanément le même espace. On conçoit déjà que dans ces conditions la densité ou le nombre des molécules par unité de volume, en d'autres termes, les distances entre les molécules agitées, joue un grand rôle dans les questions de l'électro-affinité ; cette dernière variant parfois dans des proportions considérables avec la variation de la densité.

Mais non seulement la densité du fluide qui influe l'électro-affinité du milieu, son homogénéité et son isotropie, la teneur en impuretés physiques et chimiques sont également les causes de modifications des caractéristiques de l'agitation moléculaire et par conséquent de l'électro-affinité.

Nous avons donc représenté ici une vraie image d'un fluide gazeux, notamment l'air, qui est, premièrement, loin d'être une substance homogène, et, deuxièmement, loin d'être une masse fluide en équilibre.

Nous ne croyons pas nécessaire d'entrer davantage dans les considérations de ces phénomènes physiques déjà bien connus et ce que nous avons rappelé ici nous paraît être suffisant pour reprendre la question de décharge dans les gaz.

Ceci étant dit, supposons à nouveau notre sphère chargée, négativement ou positivement (nous avons vu que cela revient au même), placée dans un tel fluide mixte dont les molécules sont en mouvement perpétuel. Ces molécules, en se heurtant individuellement les unes aux autres, heurtent en même temps à la manière des chocs élastiques la pellicule protectrice de la sphère électrisée. Il est facile de concevoir que l'énergie cinétique de chaque molécule animée varie constamment dans des proportions considérables et que cette énergie est également fonction de la masse du véhicule qui la porte. Admettons comme nous l'avons fait déjà qu'à un instant arbitraire quelconque une molécule est plus énergique que toutes les autres et que son énergie, à cet instant considéré, devient plus grande que celle attachant une molécule d'ion à la sphère par la force coulombienne d'attraction. La molécule libre en mouvement sera alors capable d'arracher la molécule ionique pour déboucher instantanément en ce point la sphère contenant les charges. Là nous revenons au processus physique déjà connu : perte d'une charge élémentaire du système électrisé. En état même très sec, et dans d'autres conditions générales normales, de telles molécules volantes parviennent de temps en temps et par-ci par là, d'arracher des molécules ionisées fixées à la sphère, les remplacer par les autres, et de provoquer ainsi, involontairement bien entendu, une diminution élémentaire de la décharge.

Cette explication concerne donc les décharges inéluctables des corps électrisés se trouvant dans des conditions quasi-parfaites. Nous connaissons en effet, que dans les meilleures conditions atmosphériques, pour une tension assez modérée et en employant un isolant de la plus haute qualité, un corps finit par se décharger complètement ; les temps de décharge sont par contre quelquefois considérables.

Les points tout particulièrement à souligner qui déterminent d'une façon très appréciable la mobilité moléculaire, sont : la température, les dépressions atmosphériques et le degré d'humidité de l'air ou son état hygrométrique.

Les résultats de nos expériences sur lesquels nous nous basons, ont été relevés sensiblement pour la même température et pour la même pression atmosphérique, mais pour les différents états hygrométriques artificiellement réalisés.

En conclusion on peut dire qu'avec l'hypothèse que nous avons

émise, nous sommes en mesure d'expliquer figurativement non seulement de quelle façon nous pouvons mécaniquement enlever les corpuscules chargés d'électricité, mais aussi de quelle manière s'effectue physiquement dans des conditions variables, mais normales, la décharge d'un corps conducteur dans un milieu gazeux.

Corps conducteurs de forme quelconque.

La théorie pelliculaire permet de donner l'explication à d'autres phénomènes qui jusqu'ici, à défaut des arguments concrets, n'étaient expliqués que très sommairement. Voici, par exemple, le cas de la pièce pisciforme dont nous nous sommes servi dans nos expériences.

Nous savons d'après les règles de la physique, ce qui est d'ailleurs évident *a priori*, que la pression électrostatique est particulièrement élevée sur les pointes des corps pisciformes. A partir d'une certaine tension cette pression devient si considérable qu'elle perce, dans la zone de la pointe, la pellicule que nous avons envisagée et laisse passer l'électricité. Dans l'obscurité ces phénomènes s'accompagnent de lueurs visibles et on observe nettement une aigrette sur le prolongement de la pointe, si la pièce est chargée positivement, et une tache brillante ressemblant à une petite étoile, si elle est chargée négativement.

En admettant qu'une pellicule se forme sur la partie sphérique de la pièce proportionnellement à la pression électrostatique, nous sommes conduit à admettre que cette pellicule s'épaissit de plus en plus vers la pointe et prend sur cette dernière l'aspect d'une bulle gazeuse en équilibre, en quelque sorte matérialisée. Mais une telle protection pelliculaire n'est possible que jusqu'à une certaine tension, à partir de laquelle la pression électrostatique emporte et provoque de fortes décharges comme nous l'avons dit, visibles à l'œil.

En supposant la pièce chargée négativement il est facile d'interpréter cette tache en étoile brillante qui apparaît sur la pointe : la condensation exagérée des lignes de force imprime aux électrons une énergie telle que ces derniers surmontent l'obstacle mécanique de la pellicule et la percent à l'endroit de la plus faible rigidité diélectrique. Ce trou est aussitôt bouché

comme nous l'avons indiqué plus haut par l'action immédiate des ions positifs. Mais ces premiers électrons entraînent une véritable avalanche d'autres électrons serrés sur la pointe et qui quittent alors le métal. Se groupant en masse, s'entrechoquant et heurtant la paroi intérieure de la pellicule (matelas atomique), ils arrivent par de petits groupes séparés, irréguliers du reste, à percer cette pellicule et à s'échapper vers l'extérieur. La tache brillante est donc due à l'agglomération, sous forme d'une petite bulle des électrons en suragitation. La petite étoile qui l'accompagne montre que ces électrons s'échappent vers l'atmosphère dans tous les sens. Chaque fois qu'ils amorcent un passage, les ions positifs se précipitent sur l'ouverture et, étant incomparablement plus volumineux, parviennent facilement à la refermer. La rapidité avec laquelle se font les extinctions et les réamorçages est telle que cette tache électronique paraît à notre œil sous forme d'une petite étoile.

Si cette pièce pisciforme est électrisé positivement, les ions négatifs de l'air sont accélérés surtout suivant l'axe de la pointe ; en cet endroit les lignes de force étant extrêmement denses. Ces ions acquièrent très rapidement des vitesses excessivement élevées et deviennent capables de provoquer par impulsion la rupture de la pellicule protectrice. Dans la direction oblique les ions n'obtiennent pas de vitesses suffisantes pour passer à travers la pellicule, de sorte que si la pièce est au potentiel positif sa compensation en électrons ne se fait que selon son axe longitudinal, par une aigrette, comme nous pouvons le constater expérimentalement.

Sous l'action du jet d'air il se produit, par arrachement comme nous l'avons développé plus haut, une détérioration mécanique et alors électrique de la protection pelliculaire ; les corpuscules électriques sont entraînés par le courant d'air circulant à très grande vitesse, constituant ainsi un véritable vent électrique.

Si nous envisageons cette pièce pisciforme en état libre, non fixée, elle sera repoussée en absence du courant d'air et la force de répulsion, toujours de nature coulombienne, est susceptible d'être mathématiquement évaluée. Avec le courant d'air, et en faisant varier son intensité, nous pouvons nous trouver à un instant où cette pièce libre ne reculera plus ; à ce moment, la poussée électrique sur la pièce des charges échappées sera équilibrée par la force mécanique du jet d'air. Cette condition pourra

nous donner déjà un point sur la relation qui doit exister entre l'action du jet d'air et la réaction électrique. Dans les deux cas ci-dessus envisagés, charges positives et négatives ; notre théorie donne encore une interprétation physique plus claire et plus précise que les explications antérieures.

Décharges dans les gaz raréfiés.

A la pression de 10^{-7} mm. de mercure que nous pouvons facilement atteindre au moyen des méthodes modernes, il existe encore par centimètre cube à $t = 0^{\circ}$ C., un nombre de $3 \cdot 10^9$ molécules environ ; à la pression atmosphérique ce nombre est $2,7 \cdot 10^{19}$ environ. On est frappé par la particularité paraissant bien paradoxale qu'aux faibles distances entre deux électrodes (inférieures à 5 mm.) la rigidité diélectrique de l'air raréfié est très élevée et atteint des valeurs qui ne sont égalées que par les meilleurs des isolants solides ; cette rigidité diminue ensuite avec l'augmentation de distance.

Ce phénomène devient explicite si on applique la théorie de la pellicule protectrice. Lorsque deux pôles sont bien rapprochés, le champ électrique, positif d'une part, et négatif de l'autre, fixe respectivement et d'une façon très énergique, les pellicules protectrices constituées comme précédemment d'un film électronique, d'une gaine atomique et d'une enveloppe d'ions positifs (pour le pôle négatif) et d'une gaine atomique recouverte par des ions négatifs (pour le pôle positif). Les ions appuyent respectivement les gaines atomiques contre les pôles sous tension et constituent ainsi sur la superficie de chacun d'eux un condensateur élémentaire à très minces parois. Ces condensateurs forment une résistance additionnelle qui empêche puissamment tout passage du courant. En écartant les électrodes on diminue de plus en plus l'action du champ ; les forces attractives s'affaiblissent et lâchent progressivement les grains électrisés constituant les couches pelliculaires. Les armatures de ces condensateurs fictifs s'amincissent, leur résistance diminue et ils facilitent de plus en plus le passage du courant. Par exemple avec des électrodes planes en acier coulé, nous avons relevé une rigidité de 50.000 V pour une épaisseur de 2 mm. et de 10.000 V lorsque cette épaisseur est vingt fois augmentée,

c'est-à-dire pour une épaisseur de 40 mm. En envoyant un jet d'air intense sur les deux électrodes placées aux faibles distances, on observe l'abaissement de la rigidité ; les molécules d'air, dans des conditions que nous avons déjà définies, arrachent les molécules d'ions et les atomes auxquels ils sont associés pour former la pellicule et facilitent ainsi, de part et d'autre, l'établissement du courant physiquement caractérisé par le mouvement ionique de convection.



CHAPITRE III

CONSIDÉRATIONS MATHÉMATIQUES

Dans le cas du problème dont nous venons de donner l'interprétation physique, la connaissance de facteurs électriques, mathématiquement explicités, exige d'admettre la continuité de la matière rendue électroactive. Nous devons en effet connaître les valeurs du potentiel, du champ électrique et de la densité de charge dans tous les points du système considéré ainsi que leurs actions à son voisinage immédiat. En désignant par V le potentiel, par h le champ électrique et par δ la densité de charge, nous devons admettre, que ces quantités V , h et δ sont des fonctions continues et, conformément à la théorie classique, sont réelles entre deux limites quelconques.

En admettant toujours que toute la masse d'électricité est répartie uniquement sur la superficie d'un corps conducteur, nous aurons, d'après la théorie classique, pour l'expression du potentiel superficiel :

$$V_M = \frac{4\pi\delta R^2 d\varepsilon}{d}$$

où $4\pi\delta R^2 d\varepsilon$ — est la charge électrique totale avec R — rayon de la sphère et $d\varepsilon$ — épaisseur infinitésimale de la couche superficielle.

Cette expression de V_M est relative au potentiel que la couche électrisée $d\varepsilon$ exerce sur un point géométrique quelconque M , se trouvant à l'extérieur du corps.

Cette formule peut être immédiatement appliquée à notre cas de la couche pelliculaire.

Ainsi l'action du potentiel au sein de cette couche $d\varepsilon$, dans un

point placé à une distance $d\varepsilon'$ par rapport à la superficie de la sphère, avec $d\varepsilon > d\varepsilon'$, sera :

$$V_{\varepsilon'} = \frac{4\pi\delta R^2 d\varepsilon}{R + d\varepsilon'}$$

rappelons que a étant le rayon de la sphère et $d\varepsilon$ l'épaisseur des charges électriques ainsi matérialisées.

La valeur du potentiel dans un point de la couche atomique sera :

$$V_{a'} = \frac{4\pi\delta R^2 d\varepsilon}{R + (d\varepsilon + da')}$$

Exactement sur la surface de la sphère ce potentiel sera : $V_s = 4\pi\delta R d\varepsilon$ et [au contact de la [couche [électronique avec la couche atomique :

$$V_{\varepsilon-a} = \frac{4\pi\delta R^2 d\varepsilon}{R + d\varepsilon}$$

THÉORIE DES COUCHES SUPERFICIELLES

Mise en équations mathématiques.

Reprenons maintenant la structure de la superficie d'une sphère conductrice électrisée, structure que nous avons matérialisée à la manière d'un vrai condensateur sphérique élémentaire dont les armatures sont constituées, d'une part, par les ions atmosphériques, et, d'autre part, par la charge propre de la sphère ; par les électrons, si cette dernière est chargée négativement. La gaine isolante d'un tel condensateur est formée uniquement par les atomes de l'air. Sur la figure 21 nous avons schématisé le phénomène. La couche atomique a , électriquement neutre, éprouve de part et d'autre, des contraintes mécaniques provoquées par des forces de pression qu'exercent, sur tout le pourtour, les électrons de la sphère cherchant à s'échapper vers l'extérieur, et les ions positifs de la couche externe qui tendent à entrer en contact avec les électrons. Nous pouvons supposer que ces trois couches élémentaires sont parfaitement homogènes en tous les points de la sphère. Dans ce cas c'est le potentiel d'une sphère-médiane fictive, imaginée au milieu de la couche sphérique d'atome, qui déterminera la force de fixation méca-

nique d'une couche par rapport à l'autre et de l'ensemble contre la vraie paroi de la sphère. La formule de GREEN :

$$V_o = \int_{v \nearrow} \frac{\delta}{r} dv + \frac{1}{4\pi} \int_{s \nearrow} \left[\frac{1}{r} \frac{dV}{dN} - V \frac{d}{dN} \left(\frac{1}{r} \right) \right] dS,$$

peut être encore appliquée ; dans cette formule V_o désigne le potentiel au milieu de la couche atomique, potentiel de deux couches e et i , δ — densité électrique ; r — rayon de courbure.

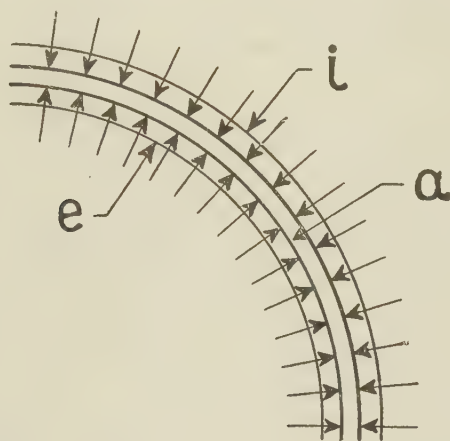


FIG. 21.

Représentation configurative
du processus de fixation de la pellicule électro-aérienne.

de la surface considérée ; V — potentiel variable selon la normale N et la surface latérale (S) du système considéré.

Considérons l'intégrale surfacique $\int_{s \nearrow} V \frac{d}{dN} \left(\frac{1}{r} \right) dS$ en suppo-

sant que la surface S qu'elle balaye se divise en deux surfaces : l'une s'approchant de la couche a intérieurement, l'autre extérieurement.

Nous aurons en conséquence :

$$I = \int_{s \nearrow} f(s) ds = \int_{Se \nearrow} f_e(s) ds + \int_{Si \nearrow} f_i(s) ds$$

où S_e désigne la surface de la pellicule électronique et S_i — celle de la couche ionique au contact avec S_a .

Il vient alors à la limite S_e et S_i tendent vers S_a :

$$I_o = \lim_{S_e \rightarrow S_a \leftarrow S_i} \int_{S \nearrow} f(s) ds = \int_{S_a \nearrow} \frac{1}{r} \left[\frac{dV}{dN_e} + \frac{dV}{dN_i} \right] ds - \int_{S_a \nearrow} \left[V_e \frac{d}{dN_e} \left(\frac{1}{r} \right) + V_i \frac{d}{dN_i} \left(\frac{1}{r} \right) \right] ds$$

dans cette expression nous avons respectivement V_e et N_e , le potentiel et la normale à la surface de la couche électronique e et V_i et N_i , le potentiel et la normale à la surface de la couche ionique i .

La somme de $\frac{dV}{dN_e} + \frac{dV}{dN_i}$ multipliée par $\frac{1}{4\pi}$ n'est autre chose que la quantité d'électricité déposée sur les facettes perpendiculaires aux normales N_e et N_i .

On peut donc écrire, en appelant σ la concentration de l'électricité ou densité électrique superficielle, que

$$\frac{1}{4\pi} \left[\frac{dV}{dN_e} + \frac{dV}{dN_i} \right] = \sigma$$

En revenant à l'expression de GREEN, et en remarquant que les forces élémentaires agissent, l'une sur l'autre, suivant même direction de la normale N , on obtient :

$$V_o = \int \frac{\delta}{r} dv + \int \frac{\sigma}{r} ds + \frac{1}{4\pi} \int \frac{d}{dN} \left(\frac{1}{r} \right) (V_e - V_i) ds$$

Les deux premières intégrales ont la même forme représentative et on peut dire que si le premier représente le potentiel du volume, le second doit alors représenter le potentiel de la surface ; celle-ci nous l'avons envisagée comprise entre deux pellicules infiniment minces.

Quant à la troisième intégrale, sa solution $V_e - V_i$ en valeur absolue, si le centre des coordonnées se trouve à l'intérieur de la surface fermée S_a , ce qui est notre cas. Il faut toutefois admettre, comme nous l'avons déjà dit plus haut que nous supposons sur tout le pourtour du système considéré une homogénéité parfaite de la participation de charge ; σ est la même en tous les points et suivant chaque normale nous avons $V_e - V_i = C_{te}$.

La détermination de cette valeur peut se faire de la façon suivante. Supposons deux facettes égales ω empilées sur la normale N et perpendiculairement à sa direction. A l'état d'équilibre entre la couche électronique et la couche ionique l'électricité répartie sur les deux facettes aura la même valeur absolue, mais les charges auront les signes opposés.

Par exemple :

$$(-\sigma d\omega)_e \longleftrightarrow (+\sigma d\omega)_i$$

Le moment électrostatique sera : $dM = \sigma dN dM$ avec dN vecteur élémentaire dirigé suivant la normale N et égal en

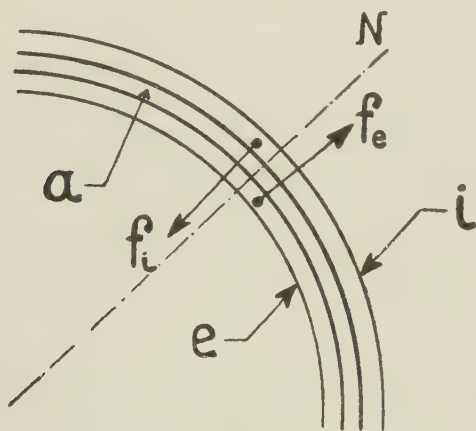


FIG. 22.

Annexe à la figure précédente.

f_i et f_e , les efforts internes et externes dirigés suivant les normales.

valeur absolue à la distance comprise entre $-d\omega_e$ et $+d\omega_i$. Son potentiel sera :

$$\sigma dN \frac{d}{dN} \left(\frac{1}{r} \right) d\omega = \sigma dN d\Omega \quad \text{avec} \quad d\Omega = \frac{d}{dN} \left(\frac{1}{r} \right) d\omega$$

On peut donc écrire :

$$V_o = \underset{s \nearrow}{(\sigma dN)} \frac{d}{dN} \left(\frac{1}{r} \right) dS = \int_{\Omega \nearrow} (\sigma dN) d\Omega = 4\pi(\sigma N)$$

En comparant la première intégrale de la présente expression avec la troisième intégrale de la relation précédente, on est conduit à admettre, par analogie que :

$$|V_e - V_i| = 4\pi \sigma dN$$

Nous retrouvons ainsi l'expression bien connue d'un condensateur élémentaire à minces parois avec σ — densité de la charge d'une de ses armatures portée au potentiel plus élevé, et dN — distance diélectrique entre les armatures actives.

La différence $V_e - V_i$ se calcule très facilement au moyen des formules que nous avons déterminées plus haut.

Energie électrostatique des couches superficielles.

L'électrostatique classique nous donne d'autre part la valeur de l'énergie électrique d'un système chargé :

$$W = \frac{1}{8\pi} \int_{v \nearrow} \epsilon H^2 dv = \frac{1}{2} \int_{v \nearrow} \delta V dv + \frac{1}{2} \int_{s \nearrow} \sigma V_o ds ;$$

L'intégrale du premier membre contient la constante diélectrique qui, pour l'air sec, est égale à 1,000 5 g.

Dans le cas de systèmes conducteurs chargés électrostatiquement, nous avons admis que toute l'électricité se répartit dans la zone superficielle ; dans ces conditions la première intégrale du second membre de l'expression ci-dessus devient nulle et il ne reste que la seconde intégrale surfacique. L'énergie totale du système dans ce cas sera :

$$W = \frac{1}{2} \int \sigma V_o ds$$

ou encore :

$$W = \frac{1}{2} \int_{s \nearrow} \sigma \left[\int_{v \nearrow} \frac{\partial}{r} dv + \int_{s \nearrow} \frac{\sigma}{r} ds + \frac{1}{4\pi} \int_{s \nearrow} \frac{d}{dN} \left(\frac{1}{r} \right) (V_e - V_i) ds \right] dS.$$

Si nous avons plusieurs conducteurs ronds connectés entre eux, il y a lieu d'admettre qu'ils sont portés tous au même potentiel ; l'énergie globale d'un tel système interconnecté sera donnée par l'expression :

$$W = \frac{1}{2} \sum_o^n \int \sigma \left[\int \frac{\delta}{r} dv + \int \frac{\sigma}{r} ds + \frac{1}{4\pi} \int \frac{d}{dN} \left(\frac{1}{r} \right) (V_e) - V_i ds \right] dS$$

$\nearrow$ $\nearrow$ $\nearrow$ $\nearrow$
 s v s s

et, puisque le potentiel est partout le même, on a :

$$W = \frac{1}{2} \sum_o^n \int \sigma V_o dS$$

$\nearrow$
 s

Conditions d'enlèvement.

L'énergie d'une charge élémentaire sera donnée à son tour au moyen de l'expression différentielle : $dW = \frac{1}{2} \sigma V_o dS = \frac{1}{2} V_o dQ$ où le potentiel est supposé constant sur toute la surface considérée.

De même la valeur d'une charge ponctuelle sera :

$$W_o = \frac{1}{2} V_o q$$

avec q — charge électrique d'un point matérialisé équivalent à un ou plusieurs électrons, soit $q = ne$.

Nous connaissons ainsi l'énergie avec laquelle un corpuscule électrique est fixé à un système chargé. Conformément à notre hypothèse pour arriver à l'arracher mécaniquement au système auquel il est attaché il faut lui communiquer un certain travail de forme $\frac{1}{2} mv^2$.

Soit alors m la masse, et v la vitesse de l'une des molécules d'air projetée sur la pièce électrisée. La masse d'une molécule d'air restant sensiblement constante et ce n'est qu'en agissant sur sa vitesse qu'on peut parvenir à acquérir une énergie suffisante pour vaincre la force électrique d'attraction. Réalisant

ainsi un choc intime entre une molécule d'air animée de très grande vitesse (le projectile) et un corpuscule fixé électrostatiquement sur la surface d'une pièce conductrice électrisée (la cible), on réussit d'arracher un ou plusieurs corpuscules électriques qui apparaissent alors librement dans l'espace.

Nous devons donc réaliser la relation :

$$\frac{1}{2} m v^2 \geq V_o q = V_o n e$$

La masse moléculaire de l'air se calcule très simplement par les méthodes habituelles et ses valeurs sont relativement très faibles, de même en ce qui concerne la charge ponctuelle $q = n e$ avec $e = 4,774.10^{-10}$ unités C. G. S. électrostatique.

Par contre les valeurs des potentiels V_o sont généralement très grandes et il est évident que pour surmonter leurs forces attractives il faut agir sur la vitesse du projectile.

On a en somme :

$$\frac{1}{2} m \frac{2\gamma}{\gamma - 1} \frac{P_a}{\rho_a} \left[\left(\frac{P_o}{P_a} \right)^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}} - 1 \right] \geq V_o n e ;$$

le premier terme de cette expression contient la formule de la vitesse hypersonique donnée par la loi de Saint-Venant ; dans notre théorie nous avons supposé cette loi comme exactement applicable.



CHAPITRE IV

QUELQUES AUTRES CONFIRMATIONS EXPÉRIMENTALES DE L'EXISTENCE DES COUCHES PELLICULAIRES

Le cas d'une sphère électrisée met plus clairement en relief les phénomènes que nous croyons avoir décelés grâce à l'expérimentation de la relation qui existe entre un jet d'air intense frappant cette sphère et les charges statiques qui y sont fixées. Il nous permet, comme nous l'avons déjà dit plus haut, sans faire intervenir des objets cachés, ni des structures mystérieuses, de donner une définition précise, d'envisager un concept net et de construire une image physique concevable à nos sens.

Mais aussi séduisante que soit cette hypothèse, pourrions-nous nous satisfaire de l'exemple unique du courant d'air, même si elle ne semble contredire nullement la théorie classique de la décharge électrique dans un milieu gazeux ? Ne devrions-nous pas chercher à la confirmer par d'autres faits et expériences qui nous permettraient de franchir en toute conscience les limites de l'imagination pure et de généraliser ce cas, l'examinant sous d'autres angles ?

Dans ce but, avant tout, nous avons eu recours à un effet photothermique. On sait fort bien qu'une lumière blanche émanant d'une source quelconque appropriée et frappant une surface métallique chargée négativement, provoque une émission d'électrons qui prennent la direction perpendiculaire à la surface. On sait aussi que le phénomène ne se manifeste plus si le métal est chargé positivement, c'est-à-dire s'il est dépourvu d'une partie de ses électrons. Ces phénomènes sont si connus qu'il paraît à peine utile de les rappeler ici. Nous l'avons fait

dans le dessein de faciliter la compréhension immédiate de l'expérience suivante. Nous servant d'une loupe comportant une lentille à bords amincis, nous avons fait diriger la lumière solaire, la concentrant sensiblement dans une zone très petite, sur la sphère conductrice chargée aussi bien positivement que négativement. On constate lors de cette action que la décharge de la sphère se trouve accélérée ; les feuilles de l'électroscope convergent sensiblement. Si les phénomènes photoélectriques expliquent par excellence les décharges des corps chargés négativement, ils sont incapables de le faire pour des pièces à charge positive et ici il faut chercher une autre solution. L'hypothèse de formation d'une couche pelliculaire donne la réponse au problème. Les rayons émergeant de la lentille convergent en un point quelconque sur la superficie de la sphère et provoquent un échauffement sensible de cette petite zone par rapport au reste du système. Il s'ensuit qu'en ce lieu l'agitation électro-moléculaire s'accroît dans de grandes proportions et finit par détruire l'équilibre électrostatique. La densité électrique de cet endroit augmente, la pression électrostatique la suit et provoque, par intermittence le percement de la pellicule isolante. Les débouchures ainsi formées mettent plus facilement en contact le corps électrisé avec l'air vif et, en conséquence, favorisent sensiblement la décharge. Ce sont donc les phénomènes d'ordre thermo-ionique qui interviennent comme agents provocateurs. L'image d'une pellicule isolante est donc en bonne coordination avec cette expérience.

La décharge semble plus rapide si le corps est électrisé négativement. La différence doit correspondre à ce que, dans ce dernier cas, il y a lieu d'ajouter aux actions thermiques, que nous venons de décrire, les phénomènes connus de la photoélectricité.

Dans le but de localiser réellement l'effet autour d'un point quelconque de la sphère et le laisser sans influence sur toutes les autres parties du système considéré, nous avons employé une sphère pleine du type « roulement à billes », de 10 cm. de diamètre, aimablement mise à notre disposition par la Société « Le Roulement ». De cette façon, la température de la sphère restait très sensiblement constante pendant toute la durée de l'expérience ; cette dernière variant de une à quelques minutes selon l'intensité de concentration de rayons lumineux.

L'expérience réussit avec la sphère creuse de mêmes dimen-

sions, ainsi qu'avec les sphères des dimensions plus grandes, mais d'une façon générale avec l'accroissement du diamètre la sensibilité de décharge diminue.

L'expérience bien connue avec une bulle d'eau de savon est également à l'appui de notre hypothèse. Supposons une bulle hémisphérique d'eau de savon formée sur la paroi d'une pièce conductrice et chargeons-la progressivement. On constate qu'à partir d'un certain potentiel la bulle de savon s'étire et finit par s'arracher de la pièce. Les cours de l'électrostatique classique nous enseignent tout simplement, il est vrai non sans une certaine incertitude, que c'est la pression électrostatique qui fait arracher la bulle du système électrisé, la projetant dans l'atmosphère. Ainsi on démontre l'existence de la pression électrostatique elle-même. De telles explications nous paraissent quelque peu rudimentaires. Il est difficile tout d'abord de concevoir qu'une pression d'un système puisse provoquer les déformations mécaniques d'un autre système et de lui communiquer une force vive suffisante pour pouvoir accomplir le travail nécessaire à la séparation. Avec nos connaissances actuelles sur la constitution de la matière nous pouvons quelque peu approfondir la question. Si l'on admet encore notre hypothèse de formation d'une couche pelliculaire électro-aérienne, l'explication de cette expérience serait certainement plus logique et mieux concevable à nos sens.

Supposons en effet que la sphère est électrisée et que selon notre hypothèse, indépendamment du signe de charge, il se forme une pellicule extérieurement couverte d'une couche d'ions. De la formation d'une bulle d'eau savonneuse, l'endroit où cette bulle se forme devient certainement le siège de l'agitation ionique plus accentuée. L'état hygrométrique favorisé par les phénomènes électrolytiques entraînent une certaine mobilité d'ions qui remplissent alors l'enveloppe savonneuse de la bulle. Cette dernière, primitivement de forme hémisphérique, se trouve ainsi couverte de tous les côtés d'ions de même signe. Elle est donc soumise intérieurement aux efforts de répulsion. Les charges statiques, appartenant à la pellicule de la sphère électrisée, repoussent en conséquence ceux qui sont passés sur l'enceinte de la bulle. Avec l'augmentation du potentiel ces charges s'accroissent et les efforts de répulsion deviennent plus sensibles. La bulle s'ébranle, puis s'étire et cherche à prendre une

forme ellipsoïdale ; les forces répulsives exercent toujours leur action réciproque et, si l'expérience réussit bien (augmentation lente et progressive du potentiel) leur résultante emporte sur les forces d'adhérence, la bulle s'arrache du métal, prend immédiatement la forme sphérique, s'envole dans l'atmosphère et y plane jusqu'à son éclatement. Tout laisse à croire que les efforts électriques de COULOMB, en répulsion permanente, tendent constamment à accroître la paroi de la bulle de savon, et à un moment donné, rompant l'équilibre des efforts mécaniques de cohérence, font éclater cette bulle. Ces considérations s'imposent à la généralisation de l'étude physique d'une bulle d'eau de savon.

Cette explication puisant dans les ressources de la physique moderne nous semble incontestablement plus compréhensible que celle, très restreinte, de l'action de la pression électrostatique.

La formation des pellicules isolantes s'applique très bien à l'étude de décharges dans les gaz raréfiés où elle précise conformément à la théorie générale électronique certains phénomènes qui jusqu'ici étaient considérés comme quelque peu obscurs.

En effet, à la pression de 10^{-7} mm. de mercure que nous pouvons facilement atteindre au moyen des méthodes modernes, il existe encore par centimètre cube à $t = 0^{\circ}\text{C.}$, un nombre de $3 \cdot 10^9$ molécules environ ; à la pression atmosphérique ce nombre est de $2,7 \cdot 10^{19}$. On est frappé par la particularité paraissant bien paradoxale qu'aux faibles distances entre deux électrodes (inférieures à 5 mm.) la rigidité diélectrique de l'air raréfié est très élevée et atteint des valeurs qui ne sont égalées que par les meilleurs des isolants solides ; cette rigidité diminue ensuite avec l'augmentation de distance.

Ce phénomène semble devenir plus explicite si on cherche à l'expliquer par la théorie pelliculaire : lorsque deux pôles sont bien rapprochés, le champ électrique, positif d'une part et négatif de l'autre, fixe respectivement, et d'une façon très énergique, les pellicules protectrices constituées, comme précédemment, d'un film électronique d'une gaine atomique et d'une enveloppe d'ions positifs (pour le pôle négatif) et d'une gaine atomique recouverte par des ions négatifs (pour le pôle positif). Les ions appuyent respectivement les gaines atomiques contre

les pôles sous tension et constituent ainsi sur la superficie de chacun d'eux un condensateur élémentaire à très minces parois. Ces condensateurs forment une résistance additionnelle qui empêche puissamment tout passage du courant. Dans ces conditions l'espace interpolaire paraît être tout à fait évidé, ce qui est conforme à l'évaluation de la masse de gaz entre les électrodes planes par la loi de PASCHEN. En écartant les électrodes on diminue de plus en plus l'action du champ ; les forces attractives s'affaiblissent et lâchent progressivement les grains électrisés constituant les couches pelliculaires. Les armatures de ces condensateurs fictifs s'amincissent, leur résistance diminue et ils facilitent de plus en plus le passage du courant. Par exemple, avec des électrodes planes en acier coulé, nous avons relevé une rigidité de 50 000 V. pour une épaisseur de 2 mm. et de 10 000 V. lorsque cette épaisseur est vingt fois augmentée, c'est-à-dire pour une épaisseur de 40 mm.

Un tel mécanisme complète utilement nos connaissances sur la décharge disruptive et y est tout à fait conforme. On sait que le champ électrique, pour lequel se produit la décharge disruptive, dépend de la forme des électrodes, de leur distance, ainsi que de la valeur de la masse raréfiée de l'air ; il est uniquement fonction, pour un système d'électrodes déterminé, de la distance interpolaire, de la température et de la masse du gaz. La théorie de la formation des couches pelliculaires n'entrave en rien ces considérations. Par contre, elle est tout à fait solidaire avec la loi de PASCHEN et y apporte quelques compléments nouveaux facilitant la compréhension physique immédiate du phénomène dit du « potentiel explosif ».

Nous croyons enfin utile de signaler ici une curieuse observation suivante, sur laquelle notre attention fut attirée par un simple hasard : une lampe tubulaire à double contact était placée à 1 cm. de hauteur au-dessus d'une nappe d'eau en repos. L'établissement des contacts était fait par simple insertion de la lampe dans le circuit sans aucun serrage spécial, ni d'autres précautions. Les renseignements récents de la chimie-physique nous montrent qu'une certaine ionisation plus ou moins prononcée existe au contact de l'eau ordinaire avec l'atmosphère. En admettant cela il faut aussi admettre que la chaleur dissipée par la lampe favorise cette ionisation. Les vapeurs, dans leur mouvement ascendant, entraînent une certaine quantité des

molécules ioniques lesquelles, attirées par le champ, pénètrent dans l'espace de contact et s'y fixent selon notre hypothèse en formant une couche pelliculaire isolante. Au fur et à mesure de cette formation la résistance aux contacts augmente et finit par couper le courant ; la lampe s'éteint. En absence du champ et lors du refroidissement cette pellicule ionique disparaît petit à petit et au bout d'un certain temps rétablit le courant. La lampe s'allume à nouveau, et si l'expérience réussit bien, on obtient ainsi une série d'extinctions et de réallumages automatiques. Cette expérience est excessivement délicate, elle paraît dépendre avant tout de l'état de l'établissement des contacts ; le moindre serrage fait varier, dans des proportions considérables, les périodes entre l'extinction de la lampe et son réallumage.

La recherche de M. KUNTZ, effectuée en partie sous notre direction et donnant les résultats de son étude sur les contacts d'un disjoncteur haute tension à fonctionnement dans l'huile, l'amène à une conclusion sensiblement de même nature : formation d'une couche isolante gazeuse au moment où les contacts cherchent à se séparer. Ces résultats sont déposés par son auteur à l'Ecole supérieure de Perfectionnement industriel sous forme d'un mémoire présenté en vue de l'obtention du Diplôme d'Etudes expérimentales de sciences appliquées (Voir aussi sa thèse de Doctorat de l'Université de Paris ; M. J. KUNTZ, N° 403, série 379, juillet 1938).

Ces derniers exemples dus non plus à la considération des champs statiques, mais des champs variables, permettent donc d'admettre la formation des couches pelliculaires partout où le métal a un contact direct avec le gaz. Ils montrent que les quantités infimes des vapeurs d'eau suffisent pour faire apparaître une forte barrière à la différence de potentiel, quelquefois suffisante pour interrompre le circuit.

Nous retrouvons encore une analogie apparente, en examinant de plus près les phénomènes de Richardson, lorsqu'un métal inaltérable placé dans un vide assez poussé et porté à une haute température est le siège d'une émission spontanée d'électrons. Il se forme ainsi sans qu'aucune différence de potentiel y soit appliquée une couche superficielle positive recouverte par une enceinte, toujours en agitation plus ou moins discontinue, d'électrons.

D'autres nombreuses considérations puisées dans la physique moderne pourraient venir confronter notre hypothèse.

Qu'on veuille bien nous excuser si, limité par le cadre infrangible de la présente étude, nous ne pouvons nous étendre sur certaines autres questions de la physique qui nous paraissent pourtant très intéressantes. La Science d'Electricité est aujourd'hui si vaste et si diverse qu'il serait toujours impossible de passer en revue toutes les analogies que nous aurions pu logiquement enregistrer en faveur de notre hypothèse des couches pelliculaires. Notre but consiste à choisir quelques-uns de ces exemples, les plus frappants, pour les associer au concept que nous avons imaginé pour expliquer physiquement l'arrachement quasi-mécanique des charges électriques au moyen d'un jet d'air.

Pour terminer cette première publication signalons encore, pour consolider davantage cette théorie, l'expérience avec la vapeur d'eau, faite récemment en collaboration avec M. V. PLATOFF.

La théorie de physique moléculaire nous permet de concevoir qu'un écoulement d'un gaz humide à travers une tuyère appropriée (en masse isolante ou conductrice) provoque, par frottement, une double électrisation : d'une part de la tuyère, d'autre part du gaz qui y circule. La question de la production des forces électromotrices par l'écoulement de la vapeur d'eau remonte encore au temps de FARADAY (observations d'ARMS-STRONG), mais, à notre connaissance, ce n'est que tout récemment que cette question fut reprise par M. A. MILHOUD, et nous est présentée sous forme d'une étude systématique, quantitative et qualitative, ouvrant certainement davantage nos connaissances sur les propriétés électrophysiques d'un gaz humide (M. MILHOUD ; thèse d'Ingénieur-Docteur, présentée à la Faculté des Sciences de l'Université de Paris, N° 26, juillet 1935). L'auteur de cette recherche a pu obtenir, entre la tuyère et le jet de vapeur sortant de cette dernière, des valeurs de différences de potentiel importantes, allant jusqu'à 5 000 volts.

Nous avons cru utile d'utiliser cette propriété pour une nouvelle vérification de notre hypothèse sur la formation des couches pelliculaires électro-aériennes. En introduisant une certaine quantité de la vapeur saturée dans le jet d'air, sortant de la tuyère Saint-Venant avec des vitesses hypersoniques et en

projetant le mélange ainsi réalisé sur une sphère conductrice non chargée et placée à une distance convenable, on constate que cette dernière se charge très rapidement ; l'électroscope qui lui est solidaire diverge d'une façon continue, mais très rapidement. Il faut interpréter ce résultat comme une électrisation par frottement de l'air, ainsi rendu humide, contre les parois de la sphère conductrice.

Nous avons répété cette expérience chargeant préalablement la sphère de l'électricité positive, puis d'électricité négative. Dans les deux cas on a observé le même résultat : le jet d'air avec quelques traces de vapeur décharge d'abord très rapidement la sphère, puis la charge à nouveau progressivement et aussi bien rapidement. La sphère prend le signe négatif tandis que l'air en aval est au signe positif. Si la couche pelliculaire comme nous l'envisageons n'existait pas, la sphère se déchargerait brusquement lorsqu'elle est chargée positivement et, par contre, sans se décharger nullement additionnerait sa charge primitive à celles qui y seraient engendrées par frottement lorsqu'elle est chargée négativement. Dans le premier cas l'électroscope se déchargerait pour se charger ensuite, dans le second cas, ses feuilles continueraient à se diverger puisque les charges seraient additionnelles.

En confrontant ces observations expérimentales avec nos idées relatives à la pellicule protectrice, on est frappé par la satisfaction des conditions physiques qui s'imposent.

Nous avons également essayé de déceler l'existence de cette pellicule en faisant diriger sur la sphère préalablement chargée une certaine quantité de fumée de tabac. L'expérience n'a pas donné une bonne visibilité ; une véritable discontinuité semble se produire laquelle diffère toutefois de celle qui est observée en absence du champ (la sphère non électrisée). L'expérience fut répétée avec la fumée passée à travers une grille polarisée. Grâce aux éléments porteurs de charges électriques, la circulation paraît être plus orientée, mais on ne peut pas se prononcer bien positivement sur de telles observations.

Enfin, encore quelques mots relatant l'opinion de J.-J. THOMSON : étudiant les phénomènes de l'électrisation par les gouttes d'eau frappant un plateau métallique, THOMSON a été conduit à admettre qu'il existe à la surface de séparation des gouttes une couche double d'électricité. Lorsque la goutte frappe le plateau,

cette couche subit une déformation mécanique violente, la couche semble se séparer en ses deux éléments de signes contraires. D'après J.-J. THOMSON une telle couche doit se rencontrer à la surface de séparation de deux milieux quelconques. Nous y pensons trouver une corrélation évidente avec l'existence de la couche pelliculaire telle que nous l'avons imaginée.

Il faut espérer que les nouvelles études entreprises dans le même domaine autoriseraient à se prononcer définitivement pour décider cette théorie.



DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté :

La Production des hautes tensions.

Vu et approuve :

Caen, le 21 juin 1939.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

M. BLANC.

Vu et permis d'imprimer :

Le Recteur de l'Académie de Caen,

DAURE.

